

1919.

No. 16.

FEB 10 1920
UNIV. OF MICH.

ANNALEN
DER
PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. R. WIEDMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 59. Heft 8.

DER GANZEN REIHE 964. BANDES 8. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGESEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.
DÖRRIENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 66 M.
Ausgegeben am 19 September 1919.

Inhalt.

	Seite
1. Albert Wigand. Die vertikale Verteilung der Kondensationskerne in der freien Atmosphäre	689
2. Roland Eötvös. Experimenteller Nachweis der Schwereänderung, die ein auf normal geformter Erdoberfläche in östlicher oder westlicher Richtung bewegter Körper durch diese Bewegung erleidet	748
3. Hans Rieger. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Gasen	753

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Pleicherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuziehen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahressahl aufzuführen.





ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 59.

**1. Die vertikale Verteilung der
Kondensationskerne in der freien Atmosphäre;
von Albert Wigand.**

Inhalt: I. Problemstellung. — II. Methodik der Messungen. — III. Ergebnisse der Messungen. — IV. Die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung und ihre Erklärung; a) mittlere vertikale Kernverteilung, b) vertikale Kernverteilung in einer einheitlichen Luftsicht, c) Dunstschichten. — V. Zusammenfassung.

I. Problemstellung.

Systematische Untersuchungen über die vertikale Verteilung der Kondensationskerne in der freien Atmosphäre und über die Ursachen dieser Verteilung liegen bis jetzt nicht vor. Die bei einzelnen früheren Freiballonfahrten ausgeführten Kernzählungen können nur zur allgemeinen Orientierung dienen. Es sollen daher die Ergebnisse der Kernzählungen von 14 nach einheitlichem Plane unternommenen Freiballonfahrten mitgeteilt werden, bei denen auf gleichzeitige, vollständige meteorologische Beobachtungen, besonders solche über die Luftsichtung Wert gelegt wurde. Die Kernzählungen erstreckten sich bis zur Höhe von 9000 m und wurden bei 9 Fahrten von mir, bei 5 weiteren Fahrten auf meine Veranlassung von den Herren Lutze, Jenrich, Oberländer und Kähler ausgeführt.

Aus diesen Messungen haben sich für die Änderung der Kernzahl mit der Höhe einige noch unbekannte *Gesetzmäßigkeiten* ergeben, deren Erklärung gelingt, wenn man die *Schichtung der Luft nach Temperatur und Feuchtigkeit, die Bewölkung und die vertikale Luftbewegung* in Betracht zieht.

Unter den wechselnden Verhältnissen der Feuchtigkeit, Temperatur und des Luftdrucks muß sich die *Größe und Fallgeschwindigkeit der Kerne* in bestimmter, angebbarer Weise ändern: Die Kondensationskerne haben die Eigenschaft, mit

zunehmender Luftfeuchtigkeit zu wachsen, auch in ungesättigter Luft, und daher schneller zu fallen. Bei gleichbleibender Größe ist die Fallgeschwindigkeit der Kerne um so größer, je geringer die hauptsächlich durch Temperatur und Luftdruck bedingte Dichte der Luft ist.

Ferner wird die Bildung und Auflösung der Wolken für den Kerngehalt der betreffenden Luftsicht mitbestimmend sein, derart, daß diese Wirkung noch längere Zeit fort dauert.

Schließlich beeinflußt auch die auf- und absteigende Luftbewegung die vertikale Kernverteilung, indem sie die Kerne nach oben und unten mitführt. Dabei ist zu unterscheiden zwischen gleichmäßiger Hebung und Senkung größerer Luftmassen und böiger Vertikalbewegung mit inhomogener Struktur.

Die Aufklärung dieser Beziehungen an Hand des Beobachtungsmaterials der 14 Freiballonfahrten ist die Aufgabe dieser Untersuchung.

II. Methodik der Messungen.

a) Kernzählungen.

Um die Anzahl der Kondensationskerne in 1 cm^3 Luft zu bestimmen, wurden Instrumente vom Typus des Aitkenschen „Staubzählers“ (richtiger „Kernzähler“ genannt) verwendet. Bei den ersten Fahrten waren zwei gleichartige, von den Mechanikern O. Plath und G. Schulze in Potsdam nach Angaben von Lüdeling hergestellte Instrumente im Gebrauch (Fig. 1).¹⁾



Fig. 1.

In der feuchten, mit kernfreier Luft gefüllten Kondensationskammer R werden, nachdem man durch die Hähne H oder h einen bestimmten Teil des Kammerinhals durch Außenluft ersetzt hat, auf den vorhandenen Kernen Nebeltröpfchen gebildet. Die hierzu nötige Übersättigung erzeugt man, indem die Luft mit der Luftpumpe (L Stiefel, S Schieber des Kolbens) im Verhältnis $1:1,20$ expandiert wird. Die Zahl der Tröpfchen beobachtet man mit der

1) Figg. 1 u. 2 aus E. Abderhalden, Fortschritte der naturwiss. Forschung 10, Berlin u. Wien 1914.

Lupe M auf einer in mm^2 geteilten Zählplatte aus Glas, die sich im Boden der Kammer R befindet und vom Spiegel Sp beleuchtet wird. Mit Berücksichtigung der eingelassenen Menge Außenluft und des Kammervolumens lässt sich dann die Anzahl der Kerne in 1 cm^3 Außenluft berechnen.

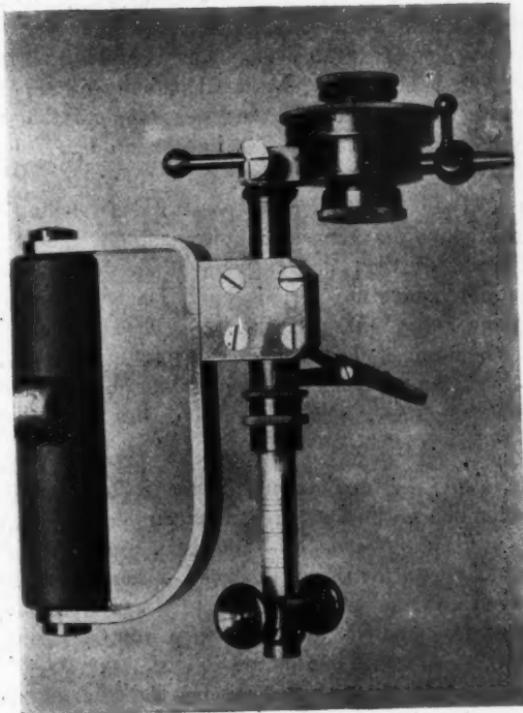


Fig. 2.

Die Aitken-Lüdelingsche Form des Kernzählers erwies sich für die erschwereten Versuchsbedingungen im Ballon, besonders in großen Höhen, noch als unzureichend und wurde in einigen Punkten zu größerer Bequemlichkeit und Genauigkeit abgeändert (Fig. 2). Die Griffe der beiden Hähne sind größer und hebelförmig ausgebildet, und auch der Schieber des Pumpenkolbens ist mit einer bequemen Handhabe versehen.

Der Apparat kann mit einem am Pumpenstiel befestigten großen Handgriff in der ganzen Hand gehalten werden. Schließlich ist zur Erhöhung der Meßgenauigkeit am Auszugsrohr oberhalb des Striches 1/50 noch eine Marke 1/100 angebracht, so daß man bei großer Kernzahl nur 1/100 Außenluft einzulassen braucht und die alsdann weniger zahlreichen Tröpfchen genauer zählen kann. Zwei Kernzähler wurden in dieser Weise von dem Institutsmechaniker Strauß in Halle abgeändert und haben sich bei guter Einübung des Beobachters durchweg bewährt. Die Dichtung der Kondensationskammer, der Hähne und der Pumpe bereitete allerdings gelegentlich Schwierigkeiten.

Da im Ballon bei tiefer Temperatur das leichte Gefrieren der Feuchtigkeit im Innern des Kernzählers die Messungen störte, wurde alsdann das Instrument in der Tasche warm gehalten und immer nur für die kurze Dauer einer Messungsreihe in die kalte Luft gebracht. Die Anzahl der möglichen Einzelbeobachtungen war oft durch das Eintreten des Gefrierens beschränkt. Auch mußte mitunter eine Versuchsreihe abgebrochen werden, sobald die Höhe des Ballons sich erheblich änderte.

Die *Genauigkeit* der Kernzählungen ist durch die natürlichen räumlich-zeitlichen Schwankungen der Kernzahl beschränkt und beträgt etwa 10—20 Proz., wenn man sie nach den Abweichungen der Einzelwerte einer kurz dauernden Beobachtungsreihe vom Mittel beurteilt. In den Tabellen des Abschnittes III sind der Kürze wegen nur die Mittelwerte angegeben. Die Reihen enthielten in der Regel 3—5 Einzelmessungen, die in einigen der bei den Tabellen angegebenen früheren Veröffentlichungen ausführlich mitgeteilt sind.

Bei Kernzahlen über 100000 und unter 50 im cm^3 läßt der Kernzähler nur eine Schätzung der Größenordnung zu, da seine Abmessungen für die häufigsten, mittelgroßen Werte eingerichtet sind. Wenn sämtliche Beobachtungen einer Reihe die Kernzahl 0 ergeben, wird als Mittelwert aus der Reihe nicht 0 geschrieben, sondern ein oberer möglicher Grenzwert, der sich ergibt, wenn man annimmt, daß die Kernzahl bei einer der Beobachtungen 1 auf den mm^2 der Zählplatte ge-

wesen wäre, und die 1 durch die Anzahl der Einzelbeobachtungen der Reihe dividiert; z. B.

beobachtete Kernzahl auf 1 mm ² der Zählplatte:	
Einzelbeobachtungen	Mittel
0 0 0 0	< 0,25.

Daraus ergibt sich für vollständige Füllung der Kammer mit Außenluft (1/1) die Kernzahl in 1 cm³ Außenluft zu < 25.

Für die Kernzählungen im Ballon wurden die Luftproben von außerhalb des Korrandes her genommen. Eine Beeinflussung der Kernzahl durch den beim Auswerfen von Ballastsand aufgewirbelten Staub war nicht zu bemerken. Dies wurde von allen fünf Beobachtern häufig festgestellt.¹⁾ In größeren Höhen ergab sich stets die Kernzahl 0, obwohl häufig unmittelbar nach reichlicher Abgabe von Ballastsand bei fallendem Ballon beobachtet wurde.

Mit dieser Feststellung stimmt überein, daß nach meinen Versuchen im Laboratorium²⁾ gewöhnlicher Staub jeder Art (nicht-hygroskopischer und elektrisch ungeladener Staub von mineralischer oder organischer Herkunft) im Kernzähler nicht zur Wirkung gelangt. Es rechtfertigt sich damit die Bezeichnung des Apparates als „Kernzähler“, statt der früheren Benennung „Staubzähler“.

Auch die Kernzählungen, die Herr H. Koppe auf dem Ölberg bei Jerusalem 1916—1917 ausführte, und die er mir mitteilte, bestätigen das Ergebnis dieser Staubversuche. Bei Ostwind, der dort als trockener Scirocco auftritt und aus der Wüste stark durch Staub getrübte Luftmassen mitbringt, ist die Kernzahl im cm³ nahezu 0. Bei Westwind dagegen, der als Monsun mit hoher Feuchtigkeit vom Meere und der Stadt her weht, wurden Kernzahlen von etwa 2000 im cm³ festgestellt.

Die Tatsache, daß weder Ballaststaub noch sonstiger Staub verschiedenster Art sich im Kernzähler bemerkbar macht, legt den Schluß nahe, daß auch in der Atmosphäre bei der Nebel-

1) A. Wigand, Met. Zeitschr. 1913, p. 10; Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 5, p. 178. 1913; A. Wigand u. G. Lutze, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 6, p. 173. 1914; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24; H. Rübesamen, Diss. Halle 1915. p. 17.

2) A. Wigand, Met. Zeitschr. 1913. p. 10.

bildung die festen Staubteilchen, sofern sie nicht-hygrokopisch oder elektrisch ungeladen sind, keine Rolle spielen.

Dagegen bewirkt *Rauch* stets eine bedeutende Vermehrung der Kondensationskerne in der Luft. Im Ballon macht sich das, wie schon Lüdeling¹⁾ fand, in den unteren Schichten manchmal bemerkbar, wenn man über eine raucherzeugende Gegend fährt und die aufsteigende Luftbewegung bis zum Ballon hinaufreicht. In den Tabellen des Abschnittes III sind solche durch Rauch von unten gestörte Kernzahlen weggelassen oder besonders bezeichnet.

b) Meteorologische Grundbeobachtungen.

Zur Charakterisierung des meteorologischen Zustandes der Atmosphäre wurden neben den Kernzählungen Beobachtungen des *Luftdruckes*, der *Temperatur* und *Feuchtigkeit* der Luft, sowie der *Richtung* und *Geschwindigkeit des Windes* ausgeführt. Die visuell bemerkbaren Erscheinungen der *Wolken*, des *Dunstes* und der *Sonnenstrahlung* wurden wenigstens qualitativ festgestellt. Mit besonderer Sorgfalt waren ausgeprägte Luftsichten und ihre Grenzen zu untersuchen.

Die *Luftdruckmessung* geschah mit einem Ballon-Quecksilberbarometer oder mit geprüften Aneroidbarometern, deren Druckangaben bezüglich der elastischen Nachwirkung korrigiert wurden. Die *Höhenberechnung* erfolgte auf Grund der beobachteten Luftdrucke und Lufttemperaturen nach der Staffelmethode.

Zu den Messungen der *Temperatur* und *Feuchtigkeit* wurden Assmannsche Aspirationspsychrometer mit einwandfreier Aufhängung im Ballon verwandt. Wenn bei Temperaturen unter 0° das feuchte Thermometer des Psychrometers mit Eis bedeckt war, wurden zur Berechnung des herrschenden Dampfdrucks die Werte der Spannkraft über Eis benutzt und zur Ermittlung der relativen Feuchtigkeit (bezogen auf Sättigung über Wasser) durch die Maximalspannung über Wasser für die Temperatur des trockenen Thermometers dividiert. Zeigte das feuchte Thermometer, wie es in Eiskristallwolken mitunter beobachtet wurde, eine höhere Temperatur an als das trockene

1) G. Lüdeling, Ill. aeronaut. Mitt. 7. Heft 10. p. 321. 1908.

(negative psychrometrische Differenz), so ist in bezug auf die maximale Dampfspannung von Eis Übersättigung anzunehmen.

Bei Temperaturen unter -30° in großer Höhe ist die empirische Psychrometerformel nicht mehr anwendbar, so daß die Differenz zwischen den Einstellungen des trockenen und feuchten Thermometers nur qualitativ zur Beurteilung der Luftfeuchtigkeit verwendet werden kann.

Die *Windgeschwindigkeit* und -richtung wurde durch häufige Feststellung der Fußpunkte des Ballons im Gelände ermittelt.

III. Ergebnisse der Messungen.

Die nachstehenden Tabellen enthalten die Ergebnisse der Kernzählungen bei den 14 Ballonfahrten und eine Auswahl der zugehörigen, wichtigsten meteorologischen Grundbeobachtungen, besonders zur Charakterisierung der Luftsichtung.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse in den Kurvenzeichnungen¹⁾ der Figg. 3—14 mit einheitlichem Maßstabe (ausgenommen Fig. 9) für Höhe, Temperatur und Feuchtigkeit graphisch dargestellt. Der Maßstab für die Kernzahl wurde zweckmäßig bei den einzelnen Fahrten verschieden gewählt. Die Kurven für den Abstieg oder einen zweiten Aufstieg des Ballons sind gestrichelt gezeichnet. Wo für die Kernzahl nur ein oberer Grenzwert bestimmt wurde (z. B. < 25), sind die betreffenden Punkte der Kurve eingekreist.

Die wesentlichsten Ergebnisse der einzelnen Fahrten für die vertikale Kernverteilung und Dunstschichtung seien kurz hervorgehoben:

Fahrt 1. R und K gegenläufig von 1900 bis 3000 m in Dunstschicht, die als Rückstand von aufgelöstem Str auftritt. Kernfreiheit in zyklonalen Wolken (Ni, Str, AStr, CiStr). Kernfreiheit in wolkenfreier Luft beim Abstieg in 1200 m als Folge des Ausregnens der Kerne durch vorher dort befindlichen Ni. Dunstgrenze in 2980 m ohne K-Maximum, unterhalb einer Isothermie bei hohem R. Übersättigung in bezug auf Eis in kernfreiem, dünnem AStr und CiStr in 3230 bis 5500 m.

1) Bei der Herstellung der Zeichnungen hat mich Herr H. Cumme in dankenswerter Weise unterstützt.

Fahrt 1. (Fig. 3.)

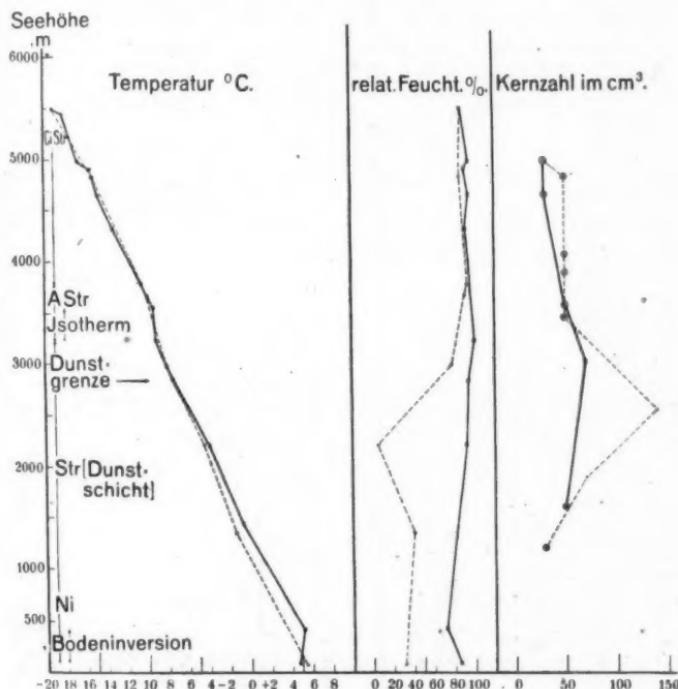
12. Nov. 1911, 7a 13 bis 3p 9. Beobachter W.

Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand u. F. Schwab, Physik. Zeitschr. 13. p. 677. 1912; A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913.

Luftdruck mm <i>b</i>	See- höhe m <i>h</i>	Temp. ° C. <i>t</i>	Relat. Feucht. % R	Wind km/Std.	Kern- zahl im cm ³ <i>K</i>	Bemerkungen
755,5	80	4,7	85	S	< 1500	(Bitterfeld) Ni,
—	250	—	—	—	< 600	leichter Regen } Boden-
723	420	5,2	71	S 50	—	im Ni, Schnee }
638	1430	- 0,7	—	—	< 150	im Str, stellenweise Cu-
—	1600	—	—	—	< 50	Ballung, Eisnebel, Schnee
578	2220	- 4,0	92	—	—	(Eisnadeln)
533	2840	- 7,5	94	—	—	—
—	3020	—	—	S 102	70	in Wolkenlücke mit Dunst
507,5	3230	- 9,1	100	—	—	- 0,3° psychr. } im A Str,
486	3570	- 9,4	98	W	< 50	Diff., Übersätt. } Eisnebel (○),
441	4320	- 13,2	92	—	—	- 0,2° desgl. Isothermie
422	4650	- 14,7	95	—	< 30	- 0,1° " "
408	4910	- 15,4	91	—	—	im Ci Str,
405	4980	- 16,5	95	W 87	< 30	Eisnebel (○),
380	5450	- 18,1	—	—	—	Schnee
377	5500	- 19,1	88	—	—	- 0,1° psychr. im Ci Str,
412	4830	- 15,2	87	—	< 50	Diff., Übersätt. Eisnebel
—	4060	—	—	W 89	< 50	(○), Graupeln
—	3890	—	—	—	< 50	—
473	3780	- 10,5	94	—	—	- 0,1° psychr. im A Str,
480	3670	- 10,0	91	W 106	—	dünner Eis-
—	3450	—	—	WSW	< 50	nebel (○ ¹⁻²)
524	2980	- 8,1	78	—	—	wolkenfrei, über Dunstgrenze,
—	2550	—	—	WSW 57	140	○ ¹ , Isothermie
578	2220	- 4,5	5	—	—	—
—	1900	—	—	—	70	—
645	1850	- 1,4	41	—	—	Dunst-
—	1200	—	—	—	< 30	schicht
755	70	5,4	31	WSW 12	(6400)	○ ¹ , (8 km südl. Plock, russ. Polen: Kernzäh-lungen am folg. Tage bei ähnл. Wetterlage)

Fahrt 2. R und K gegenläufig in zwei Inversionen von 480 bis 575 m und von 1120 bis 1860 m. Inversion mit K -Maximum in mittlerem Teil von 480 bis 1120 m. Dunstgrenze der Bodendunstschicht in 480 (später 590) m mit scharfem K -Minimum dicht darüber, in Inversion bei kleinem R . Unterer



Fahrt 1. Fig. 3.

Inversionsteil in der Dunstschicht bis 480 m hat stärkere Temperaturzunahme nach oben als oberer Inversionsteil über der Dunstgrenze. Hebung der Dunstgrenze durch Erwärmung während $4\frac{1}{2}$ Stunden über Mittag von 480 auf 590 m. Sichtweite aus 575 m mehr als 70 km.

Fahrt 3. R und K gegenläufig in Isothermie von 1100 bis 1275 m. In Bodendunstschicht K -Zunahme mit der Höhe

Fahrt 2. (Fig. 4.)

14. Jan. 1912, 9a 53 bis 3p 58. Beobachter W.

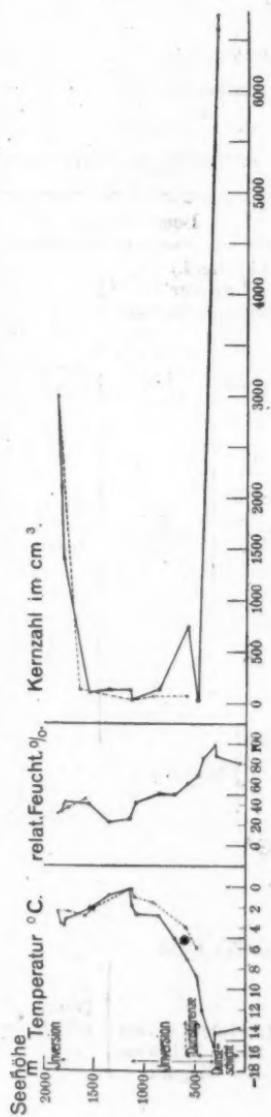
Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913.

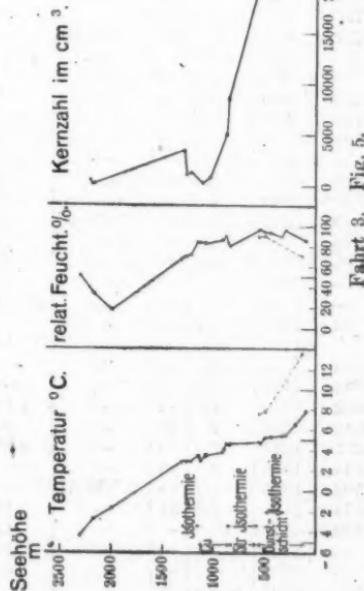
<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
770	60	-13,7	81	ESE	> 250 000	(Dessau) Einzelne Cu, ⊖ ²
746	298	-14,2	88	ESE 41	6 600	
745	310	-15,6	99	—	—	
785	430	-12,1	86	ESE 42	—	
729	480	-8,7	69	ESE	< 30	scharfe Dunstgrenze (11a 0)
720	575	-7,1	61	SE 50	740	Sichtweite > 70 km (Brocken)
708	700	-5,0	50	—	—	Cu in Auflösung, ⊖ ² ,
694	855	-2,8	51	—	130	Inver-
675	1080	-2,6	42	—	—	sion
671	1120	-1,8	—	—	30	
670	1140	-0,2	26	SE 49,5	130	
651	1350	-0,8	28	—	130	
637	1550	-2,2	41	—	100	
618	1780	-3,2	42	—	—	
617	1795	-3,8	40	SE 37	1 400	wolkenfrei, ⊖ ² ,
615	1825	-3,6	33	—	2 100	Inversion
612	1860	-2,4	31	—	3 000	größte Höhe
—	1750	-2,4	37	SE 37	—	
—	1640	—	—	—	130	
—	1620	—	—	—	< 500	
634	1580	-2,8	45	—	—	
640	1510	-2,1	—	—	—	
671	1130	-0,2	—	—	< 30	
674	1100	-1,0	—	—	—	
689	920	-1,5	—	SE 34	70	Inversion
719	590	-4,0	—	—	70	
730	480	-6,0	—	SE 57	—	(2 km östl. Bhf. Sagehorn b. Bremen)
771	30	—	—	SE 44	—	Dunstschicht

bei großem Temperaturgradienten ($-1,1^{\circ}$ für 100 m Anstieg) und langsamer *R*-Zunahme; in Bodendunstschicht Isothermie mit *K*-Maximum in mittlerem Teil von 345 bis 415 m. Vermindertes *K* beim Abstieg in 410 m wegen Auflockerung der Bodendunstschicht durch Erwärmung während des Tages und reiner Landluft.

Fahrt 4. Kernhaltige Dunstschicht von 735 bis 2195 m zwischen zwei Str., unterhalb einer Inversion.



Fahrt 2. Fig. 4.



Fahrt 3. Fig. 5.

Fahrt 3. (Fig. 5.)

29. Mai 1912, 6a 44 bis 1P 9. Beobachter W.

Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
749	80	7,8	86	NW	21 500	(Bitterfeld.) Ni, schwacher Regen kein Regen mehr
739	195	6,5	—	NW 27	—	
731	285	5,5	96	—	—	
727,5	320	5,5	90	NW 31	—	
725,5	345	—	—	—	26 500	
722,5	380	—	—	NW 30	35 000	\odot^{0-1}
719	415	—	—	—	28 500	Iso- thermie
718	430	5,3	94	—	—	Dunst- schicht
718	485	5,2	94	—	—	
709	530	4,7	97	—	—	
708	540	4,8	97	NW 34	20 000	\odot^{0-1}
—	580	—	—	—	—	Iso- thermie
683	830	4,6	81	WNW	—	Str. z. T. durch- brochen
682	840	4,5	83	—	8 500	
680	865	4,6	90	WNW 43	5 000	
678	890	4,0	87	WSW	—	
676,5	905	3,8	87	—	—	
—	1030	—	—	—	700	
—	1055	—	—	—	< 1 000	
663,5	1070	3,4	83	—	—	
—	1100	—	—	—	125	
659	1120	2,9	84	—	—	
657	1145	3,4	84	—	—	
652	1210	2,9	72	—	1 180	\odot^2
648	1255	2,8	70	—	975	Isothermie
647	1275	2,9	69	—	8 375	
644	1310	2,8	68	—	—	
592	1990	— 1,7	18	WSW 51	—	\odot^2
578,5	2170	— 2,8	34	—	100	
578,5	2170	—	—	—	150	
—	2180	—	—	—	100	
—	2210	—	—	—	420	
568	2305	— 4,4	51	—	—	größte Höhe
—	410	—	—	—	10 000	
714	480	7,8	91	—	—	
709	540	7,6	90	—	—	
746	120	13,6	71	WSW 45	—	(Arnsdorf, 4,5 km nördl. Polkwitz, Kr. Glogau)
						Dunst- schicht

Fahrt 4.

24.—25. Sept. 1912, 7^h 44 (Halle a. S.) bis 11^h 39 (20 km ostsüdöstlich Busendorf, Lothr.). Beobachter W.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 2, 1913.

b	h	t	R	Wind	K	Bemerkungen
735	350	4,0	93	NE 24	—	Bodeninversion(morgens), z.T. mit Bodennebel, Dunstschicht
727	440	4,8	95	—	—	
716	570	3,3	98	NE	—	stellenweise Str
703	735	2,9	100	—	—	
671	1090	1,0	86	—	—	
652	1325	— 0,2	78	—	6000	②, Dunstschicht (Höhe des Bodens etwa 300 m)
637	1505	— 1,5	64	—	—	
584	2195	— 6,1	100	NE 20	—	stellenweise Str
574	2320	— 7,1	87	—	—	
548	2710	— 4,2	0	NE 36	—	②, Inversion
520	3110	— 5,8	7	NNE 35	—	
—	3250	—	—	—	—	größte Höhe

Fahrt 5. Wolkenfreie Dunstschicht mit K-Zunahme und wachsender Dunststärke nach oben von 680 bis 1120 m bei großem Temperaturgradienten ($-0,9^{\circ}$ für 100 m Anstieg) und langsamer R-Zunahme. In durchregnete Dunstschicht in 955 bis 1185 m wird K durch Auswaschen vermindert. In Str und Cu nicht alle Kerne verbraucht. Dunstgrenze in 280 m mit K-Verminderung dicht darüber, in Inversion bei nicht besonders hohem R; Dunstgrenze trennt Inversion (unten) von Isothermie (oben).

Fahrten 6 und 7. Bis 935 m Bodendunstschicht mit zwei Dunstgrenzen übereinander; zunächst bis 380 m durch Bodenwärmung aufgezehrte Bodeninversion mit lokal schwankendem K infolge von aufsteigenden Luftströmen; darüber starke Inversion bis nahe unterhalb der Dunstgrenze in 580 m mit abnehmendem R und relativem K-Maximum dicht unter der Dunstgrenze; darüber schwächere Inversion bis 1605 m mit Dunstgrenze in 935 m bei relativ hohem R; darüber noch in mittlerem Teil der Inversion zwei Dunststreifen in 1250 bis 1310 m bei kleinem R; Temperaturzunahme nach oben in

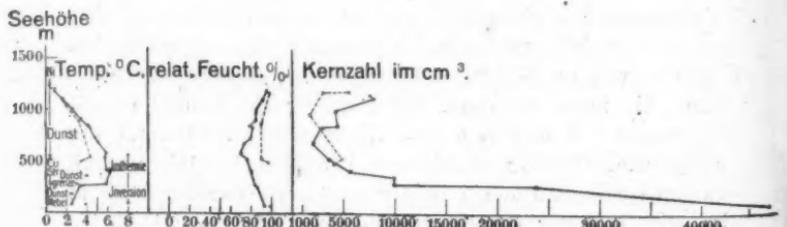
Fahrt 5. (Fig. 6.)

27. Okt. 1912, 7a 53 bis 10 44. Beobachter W.

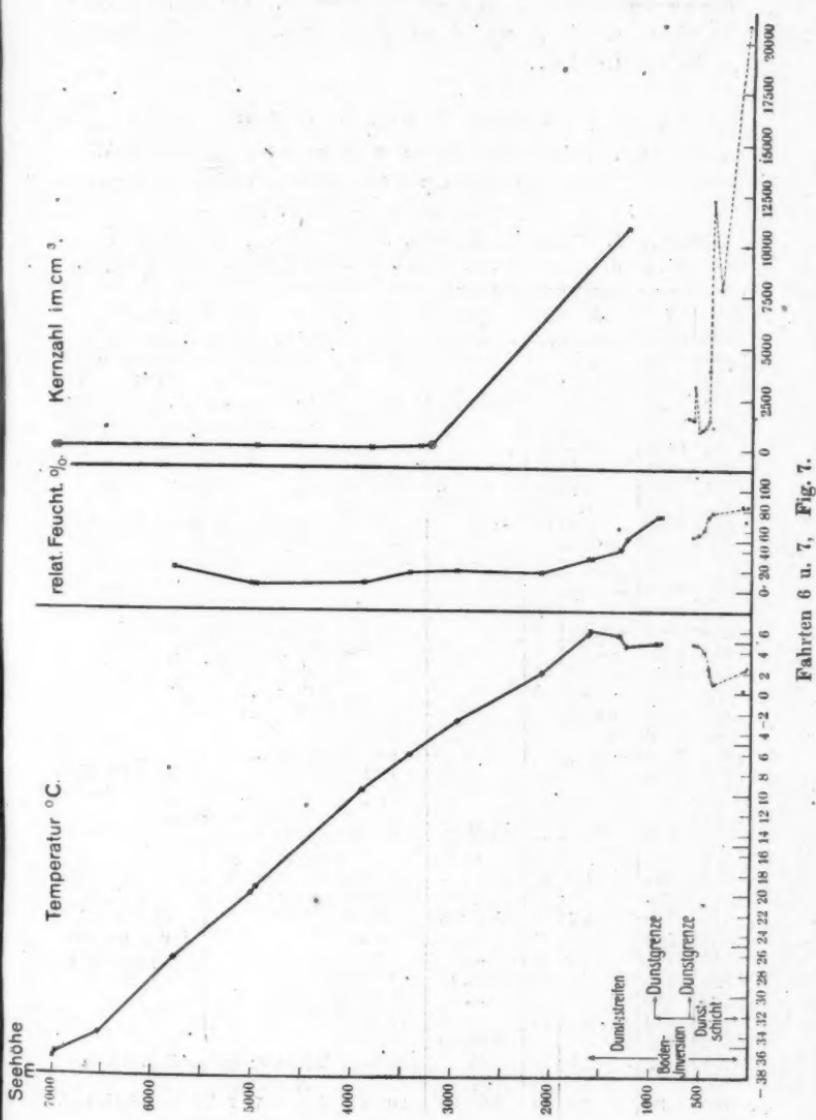
Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Abh. d. Naturf. Ges. Halle,
N. F. Nr. 2, 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
755	80	2,5	93	S	47 500	(Halle a. S.) Starkes Dunst mit teilweiser Nebelbildung, Str
788	265	3,3	86	S 20	—	
737	280	5,9	84	S 34	23 750	
736	290	—	—	—	10 000	
—	360	—	—	—	10 000	
726,5	395	6,2	80	S 37	—	
725	415	5,9	80	S 40	5 600	
714	535	5,7	76	S 40	3 600	
710	580	5,9	70	—	—	
702	680	5,1	74	—	2 000	
697	730	4,8	80	—	—	
688	835	4,2	82	—	2 900	
687	850	4,1	79	—	4 400	
682	905	3,4	85	—	—	
674	1000	2,6	85	—	4 200	
666	1100	1,6	92	—	—	
—	1120	—	—	—	8 000	
—	1160	—	—	—	7 600	
657,5	1200	0,6	96	—	—	größte Höhe, dicht darüber Ni
—	485	—	—	S 35	4 000	
717	500	3,4	97	—	—	im oberen Teil der Inversion, Str
714	540	4,3	90	—	4 800	Str-Grenze
684	885	3,2	90	—	—	
—	955	—	—	—	1 750	
660	1175	0,9	98	—	3 000	in wolkenfreier Dunstschicht
—	1185	—	—	—	5 600	
658	1195	0,9	96	—	—	
755	80	3,9	99	S 39	—	(7 km südl. Plau, Mecklbg.) Regen



Fahrt 5. Fig. 6.



Fahrten 6 u. 7, Fig. 7.

diesen Dunststreifen stärker als darüber. Oberhalb 4940 m bis 7005 m ist K unmeßbar klein. Sichtweite aus 2945 m mehr als 130 km.

Fahrten 6 und 7. (Fig. 7.)

5. Jan. 1913. Fahrt 6 (Hochfahrt): 9a 46 bis 2p 50. Beobachter W.

Fahrt 7 (Tieffahrt): 10a 0 bis 3p 0. Beobachter Jenrich.

Wetterlage antizyklonal.

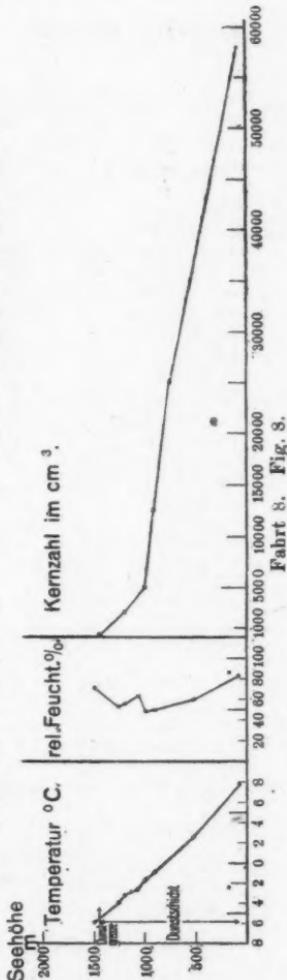
Literatur: A. Wigand, Meteorol. Ztschr. 1913. p. 249; G. Lutze u. E. Everling, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 3. 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
762	80	0,3	84	S	150 000	(Bitterfeld.) Dunst, wolkenfr., \odot^1)
689	895	4,9	73	S 32	—	Dunstschicht, \odot^{1-2}
686	935	4,8	73	SSW 29	—	Dunstgrenze
660	1250	4,5	52	—	10 850	\odot^2 , 2 horizontale Dunststreifen
655	1310	5,6	40	—	—	—
632	1605	6,1	31	SSE 26	—	—
631	1625	5,7	31	—	—	—
594	2100	1,8	17	S 40	—	—
535	2945	—	2,9	19	—	—
—	3200	—	—	—	< 150	Sichtweite > 130 km (Brocken)
—	3300	—	—	S 54	100	—
505	3420	—	6,2	17	—	—
—	3800	—	—	—	40	—
476	3880	—	9,7	7	—	—
413	4940	—	19,3	5	S 60	2,3° psychr. Diff.
410	4985	—	20,0	6	—	2,2° " "
369	5765	—	26,4	22	—	1,1° " "
331	6525	—	33,9	—	—	0,9° " "
—	6950	—	—	—	< 33	—
310	6980	—	35,9	—	—	0,9° " "
309	7005	—	36,3	—	S 57	0,9° " ", größte Höhe Fahrt 6, wolkenfrei, Himmel weißblau, \odot^3
—	640	—	—	SSW 45	1 550	größte Höhe Fahrt 7, \odot^2
716	580	4,8	54	—	1 450	Dunstgrenze
—	570	—	—	—	3 140	—
721	530	4,7	55	SSW 50	850	in Boden- inversion und Dunstschicht
—	500	—	—	—	970	—
726	470	4,0	61	—	1 095	—
729	430	2,4	73	SSW 48	1 425	—
730	420	1,7	74	—	3 875	—
734	380	0,9	78	S 55	12 260	—
—	300	—	—	SSE 39	7 800	—
764	50	2,2	70	SSW 40	10 000	(Fahrt 6: 15 km östl. Güstrow, Mecklbg.)
766	30	2,4	84	SSE 39	20 850	(Fahrt 7: 3 km nordöstl. Bhf. Neubrandenburg)

Fahrt 8. Grenze der Bodendunstschicht in 1450 m bei kleinem K ohne Maximum mit relativ hohem R und tiefer Temperatur.

15.—16. April 1913, sp 58 bis 12a 04. Beobachter W. Wetterlage antizyklonal.
Literatur: G. Lutze u. E. Everling, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 3, 1914.

b	h	t	R	Wind	K	Bezeichnungen
715,5	85	7,8	84	NE (sehr schwach)	58 000	(Halle a. S.) Dunst, wolkenfrei, \odot^*
718,5	530	2,6	60	—	—	Dunst-
—	750	—	—	NE	25 000	schicht
684	910	—	50	ENE	12 500	—
676	1000	—	48	ENE	5 000	① (am Horizont)
670,5	1070	—	68	ENE	—	Dunstgrenze
660	1200	—	56	ENE	2 500	—
655	1260	—	53	W	—	—
—	1450	—	—	—	< 165	größte Höhe
639,5	1500	—	71	W	< 1 000	(Fienstedt bei Halle a. S.)
—	2000	—	—	NW	—	—
749	180	—	86	S	—	—



Fahrt 9. (Fig. 9.)

14. Mai 1918, 7^h 28 bis 4^p 26. Beobachter Lutze.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 6.
p. 173. 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
768,0	80	10,3	77	ESE	—	(Bitterfeld.) Dunst, Ci, CiStr
725,0	450	—	—	—	—	1. Dunstgrenze
670,0	1000	—	—	—	—	2. Dunstgrenze
651,5	1360	5,6	49	ESE 6,5	—	Dunst- schicht
576,0	2350	— 0,2	19	—	—	—
544,0	2800	— 3,0	22	E	—	3. Dunstgrenze, \odot^2
539,0	2880	— 2,9	—	—	—	Iso- therm.
523,5	3115	— 3,3	16	E 13,5	—	Cu-Bil- dung
518,5	8190	— 4,4	10	—	\wedge 100	—
—	3560	—	—	—	150	—
492,5	3595	— 8,0	25	—	—	—
—	3950	—	—	NE 3	100	—
—	4050	—	—	—	75	—
460,5	4120	— 10,0	46	Stille	—	—
427,5	4710	— 13,4	21	W	—	—
—	4760	—	—	—	88	—
—	5100	—	—	—	105	—
386,0	5490	— 18,5	22	—	—	—
366,5	5895	— 20,9	37	—	—	—
329,5	6685	— 27,8	50	W 22	\wedge 83	+ 0,8° psychr. Diff.
288,5	7740	— 36,0	—	—	—	—
—	8300	—	—	—	\wedge 33	— 0,8° psychr. Diff., Über- sättigung
254,5	8495	— 40,9	—	—	—	— 0,1° desgl.
247,0	8730	— 44,6	—	WSW 40	—	— 0,1° desgl.
—	9000	—	—	—	\wedge 33	— 0,2° desgl.
230,0	9165	— 48,0	—	—	—	— 0,9° desgl.
228,0	9245	— 48,7	—	—	—	Größte Höhe. Himmel weißblau
222,0	9400	— 49,6	—	—	—	— 0,4° psychr. Diff., Über- sättigung
221,5	9425	—	—	NW 80	—	— 0,3° desgl.
290,0	7605	— 85,0	—	—	—	— 0,4° psychr. Diff., Über- sättigung
286,0	7700	— 35,6	—	—	—	— 0,3° desgl.
225,0	9290	— 50,8	—	—	—	— 0,4° psychr. Diff., Über- sättigung, tiefste Temp.
222,5	9390	— 51,4	—	—	—	(2 km südl. Saxdorf, Prov. Sachsen)
—	80	18,9	66	E 25	—	—

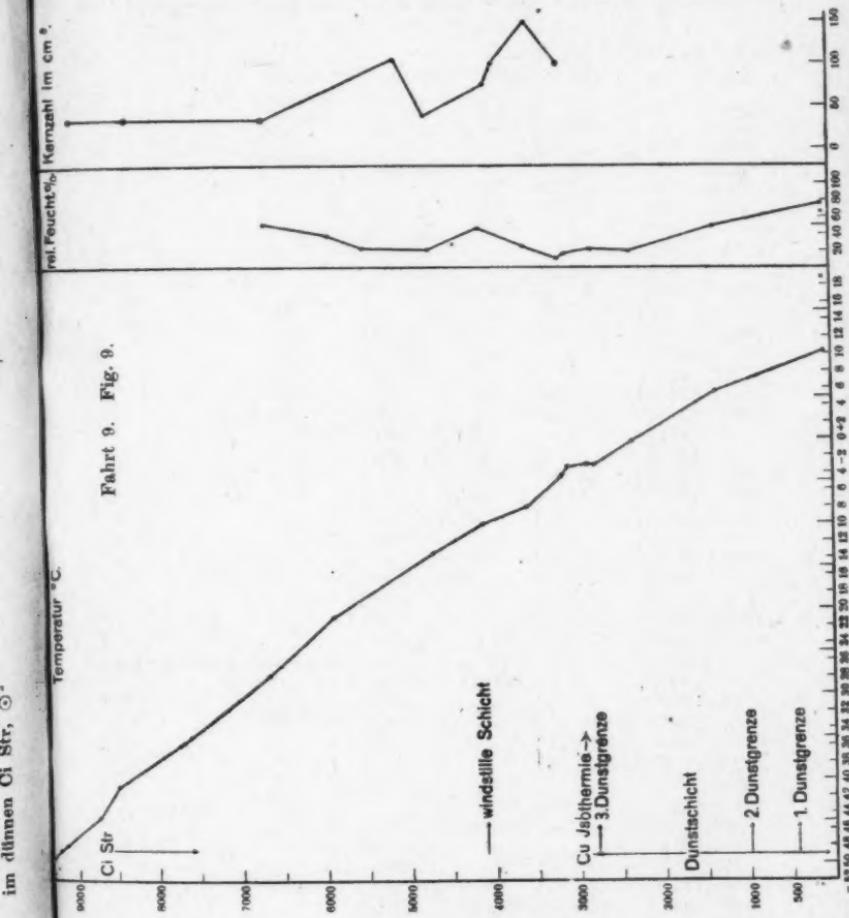
im dünnen Ci Str., \odot^2 rel. Feucht. %, Kernzahl im cm³

Temperatur °C.

8000

b
g
bi

Fahrt 9. Bodendumstsicht mit drei Dunstgrenzen über einander; oberste Grenze in 2800 m in unterer Grenze einer Isothermie bei kleinem R ; darüber kleines K . Oberhalb 5100



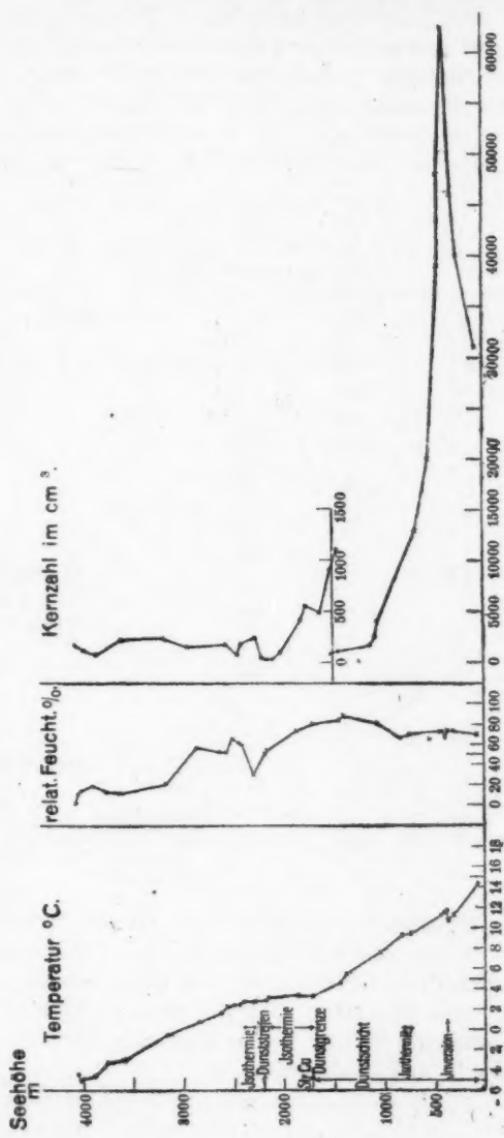
bis 9000 m ist K unmeßbar klein, z. T. im CiStr. Übersättigung in bezug auf Eis in kernfreiem, dünnem CiStr in 7605 bis 9400 m.

Fahrt 10. (Fig. 10.)

25. Mai 1913, 8^h 21 bis 4^h 56. Beobachter W. Wetterlage antizyklonal
Literatur: W. Kolhörster, A. Wigand u. K. Stoye, Abh. d. Naturf.-
Ges. Halle, N. F. Nr. 4. 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
766,3	80	14,4	70	NW	81 000	(Bitterfeld.) Str in Auflös., schwacher Dunst, ☺ ¹
—	265	—	—	—	40 000	
745,5	815	11,4	73	NW 18	46 000	
739,7	875	10,8	74	—	—	
768,8	395	11,8	66	—	62 500	Inversion
735,8	420	11,6	72	—	—	☺ ²
732,5	450	11,3	73	—	48 000	
—	450	—	—	—	39 000	
—	550	—	—	—	20 000	
—	685	—	—	—	13 000	
709,2	750	9,8	71	NW 18	—	
701,0	840	9,4	66	—	—	Isothermie
681,5	1060	7,7	81	—	4 000	
—	1085	—	—	—	2 600	
—	1130	—	—	—	1 750	
—	1395	5,5	88	—	—	
650,8	1445	4,7	84	—	1 100	
—	1515	—	—	—	900	
—	1620	—	—	—	480	
627,5	1720	3,4	80	NW 18	—	scharfe Dunstgrenze mit StrCu-Bildung, ☺ ²
—	1770	—	—	—	550	
—	1810	—	—	—	420	
617,1	1870	3,5	74	—	—	Isothermie
—	2020	—	—	—	100	
—	2095	—	—	—	33	
595,8	2160	3,2	54	—	33	
593,0	2185	3,0	51	—	—	
—	2205	—	—	—	42	horizontaler Dunststreifen
—	2275	—	—	NW 32	240	
584,8	2295	2,8	30	—	—	
577,0	2410	2,8	60	—	175	Isothermie
575,0	2440	2,5	62	—	75	
571,0	2495	2,5	65	—	—	
568,8	2560	2,3	52	—	175	
562,0	2625	1,7	52	—	—	
546,0	2850	0,8	57	NW 46	—	
—	2940	—	—	—	150	
526,0	3165	—	0,5	21	225	
—	3190	—	—	—	240	
499,5	3595	—	2,9	12	NW 49	225
487,0	3750	—	3,2	14	—	
—	3840	—	—	—	75	
480,5	3875	—	4,5	20	—	
—	3960	—	—	—	119	
473,8	4000	—	4,8	14	—	
471,5	4020	—	5,0	11	—	
469,8	4050	—	4,3	2	—	Inversion
—	4145	—	—	—	—	größte Höhe, ☺ ²
715,0	550	18,2	65	—	—	(Kneschitz b. Schützenhoven, Böh.)

Dunstschicht



Fahrt 10. Fig. 10.

Fahrt 10. In Bodendunstschicht K -Zunahme nach oben bis 375 m bei großem Temperaturgradienten ($-1,2^\circ$ für 100 m Anstieg) und langsamer R -Zunahme; darüber bei relativ kleinem R in starker Inversion von geringer Mächtigkeit (Sperrschiicht) in 395 m K -Maximum. R und K gegenläufig von 315 bis 450 m in Inversion, von 2160 bis 3190 m und von 3595 bis

Fahrt 11. (Fig. 11.)

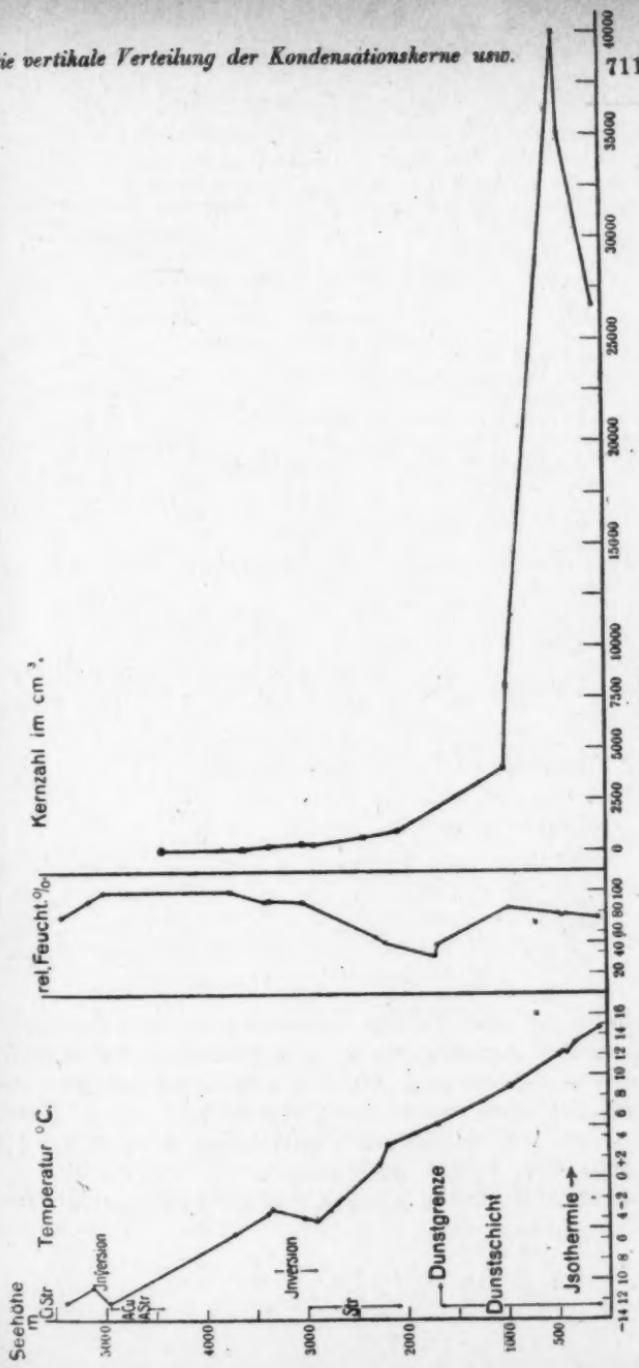
12. Juli 1913, 8^a 41 bis 2^p 50. Beobachter W.

Wetterlage antizyklonal.

b	h	t	R	Wind	K	Bemerkungen
756	80	14,7	75	NW 30	26 650	(Bitterfeld.) ACu, \odot^2
734	380	13,2	78	—	—	
726	410	12,2	78	—	35 000	Isothermie
723	450	12,3	76	—	40 000	
720	480	12,1	78	NNW	—	
678	970	8,9	84	—	8 000	
—	1000	—	—	NNW 45	4 000	Dunstgrenze
620	1685	5,2	47	—	—	
619	1700	5,2	37	—	—	
592	2060	—	—	—	900	
585	2200	3,2	50	N	—	
578	2290	1,8	55	—	—	Str (Eiskristalle und Schneeflocken), \odot^{+1}
—	2400	—	—	—	600	
558	2900	— 4,2	—	—	240	
526	3020	— 3,9	90	—	275	Inversion
505	3350	— 3,0	91	—	200	
503	3880	— 3,4	90	—	—	
—	3600	—	—	—	55	
481	3720	— 5,4	100	—	—	
—	4400	—	—	—	< 25	AStr, ACu, \odot^1
413	4970	— 12,2	100	—	—	
404	5120	— 10,6	91	—	—	größte Höhe, \odot^{1-2} , CiStr (Dorf Drehacken, 6 km west-südwestl. Bhf. Marienbad, Böhmen)
394	5400	— 12,2	75	—	—	
701	700	+ 16,0	69	NW	—	

4050 m in Schichten mit wechselndem kleinen Temperaturgradienten. Grenze der Bodendunstschicht in 1720 m in unterer Isothermiegrenze bei hohem, nach oben abnehmendem R und kleinem K ohne Maximum. Dunststreifen in 2205 m unter einer Isothermie mit kleinem K ohne Maximum; darüber schnell abnehmendes R und zunehmendes K .

Fahrt 11. In Bodendunstschicht K -Zunahme nach oben, bis 410 m bei großem Temperaturgradienten ($-0,8^\circ$ für 100 m



Fahrt 11. Fig. 1.

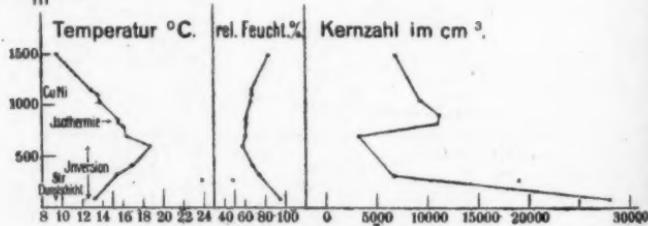
Fahrt 12. (Fig. 12.)

27. Juli 1913, 6^a 01 bis 12^p 45. Beobachter Jenrich.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: G. Jenrich, Diss. Halle, 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
760	80	13,2	95	ENE 16	28 000	{ (Bitterfeld.) AStr in Auflös., Str-Cu, ⊖° K lok. gestört d. Rauch Inversion } Dunst- schicht mit Str- Bildung, ⊖ ¹
—	185	—	—	—	(84 000)	
739	310	—	—	—	6 600	
738	320	15,4	74	—	—	
730	410	16,9	68	E 10	—	
712	600	18,8	58	—	—	} ⊖ ²
704	695	16,4	61	—	3 200	
696	785	16,2	61	—	—	} Isothermie, ⊖ ²
693	820	15,6	62	ENE 6	11 000	
689	865	15,6	61	ENE 8,5	—	} Cu-Ni-Bildung
—	900	—	—	—	11 200	
675	1080	13,8	66	ENE 12	—	größte Höhe, ⊖ ²
—	1050	—	—	—	9 200	
669	1100	13,6	67	ESE 12	—	Kernzahl lokal gestört d. Rauch (6 km westl. von Querfurt)
665	1150	12,9	67	—	—	
—	1490	—	—	—	6 800	—
—	1690	—	—	—	—	
636	1500	9,5	84	—	—	—
—	720	—	—	—	(44 000)	
742	265	23,8	48	NE 9	19 000	(6 km westl. von Querfurt)

Seehöhe
m

Fahrt 12. Fig. 12.

Anstieg) und sehr geringer *R*-Zunahme, darüber bei relativ kleinem *R* in Isothermie von geringer Mächtigkeit (Sperrschiecht) in 450 m *K*-Maximum. *R* und *K* gegenläufig von 2060 bis 4400 m bei stark wechselndem Temperaturgradienten. Kernfreiheit im AStr in 4400 m. Übersättigung in bezug auf Eis im kernfreien, dünnen AStr und ACu in 3720 bis 4970 m. Dunstgrenze in 1685 m mit geringem *K* ohne Maximum; dicht darüber *R*-Abnahme.

Fahrt 12. Bodendunstschicht anfangs als Bodeninversion bis 600 m, später infolge Bodenerwärmung als Schicht mit großem Temperaturgradienten und lokalen *K*-Schwankungen. Darüber *K*-Zunahme nach oben mit Maximum in flacher Isothermie in 820 bis 900 m (Sperrsicht) bei nahezu konstantem *R*. Von 900 bis 1490 m *R* und *K* gegenläufig. Lebhafte aufsteigende Luftbewegung, CuNi-Bildung.

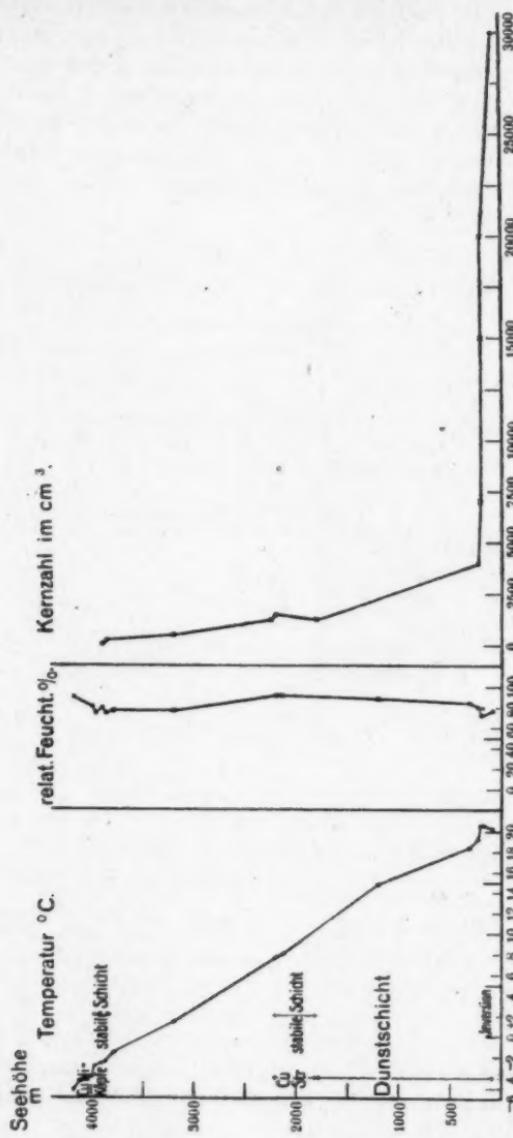
Fahrt 13. (Fig. 13.)

11.—12. Juli 1914, 11^h 56 bis 8^a 16. Beobachter Oberländer.

Wetterlage antizyklonal.

b	h	t	R	Wind	K	Bemerkungen
760	80	20,2	77	E	30 000	(Bitterfeld.) Dünner Str, einzelne Cu, Dunst
749	205	20,6	72	E 16	15 000	In- ver- sion
—	205	—	—	—	20 000	
—	205	—	—	—	7 000	
747	230	19,2	81	—	4 000	
744	310	18,4	85	ENE 16	—	Dunstschicht
666	1205	14,8	89	NE (sehr schwach)	—	
619	1805	—	—	Stille	1 250	
594	2145	8,0	92	"	—	stellenweise Str, Cu; stabile Schicht
590	2200	7,7	92	WNW (s. schwach)	1 500	
587	2240	—	—	—	1 250	
523	3200	1,4	77	—	500	\odot^{1-2} (am Horizont)
486	3790	— 1,6	77	—	—	
481	3870	— 2,5	74	—	250	
—	3870	—	—	—	150	
479	3900	— 2,6	79	—	50	stabile Schicht
—	3900	—	—	—	< 50	
475	3970	— 2,9	74	—	—	
473	4000	— 4,0	81	—	—	CuNi-Köpfe mit Kappen- bildung, \odot^{1-2} , Zenit wolken- frei, weißblau
466	4120	— 4,4	—	—	—	
462	4180	— 5,3	90	—	—	
461	4200	—	—	—	—	
750	180	20,6	80	NNE 13	—	(Brettleben am Kyffhäuser)

Fahrt 13. In Bodeninversion und Dunstschicht bis 205 m zeitliche *K*-Abnahme in gleicher Höhe mit zunehmender Entfernung vom Rauchzentrum Bitterfeld. In 3900 m *K* unmeßbar klein in Höhe von CuNi-Köpfen.



Fahrt 13. Fig. 13.

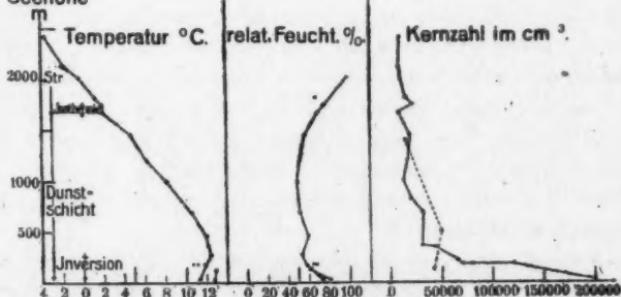
Fahrt 14. (Fig. 14.)

10. Mai 1918, 8^a 38 bis 2^p 55. Beobachter Kähler.

Wetterlage zyklonal.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
757,5	30	11,3	73	SE 20	200 000	(Reinickendorf.) ACu, CiCu
—	100	—	—	„ 20	> 100 000	
—	180	11,8	57	„ 20	> 200 000	
—	180	—	—	„ 20	> 100 000	Inversion
—	180	11,2	67	„ 20	120 000	
—	180	10,7	64	„ 20	80 000	
—	180	11,9	57	„ 20	70 000	
741	215	—	—	„ 20	65 000	
736	270	12,5	58	„ 28	125 000	Dunst- schicht
729	350	—	—	„ 28	48 000	
728	360	12,2	—	„ 28	30 000	
719	465	12,0	59	„ 28	—	
700	690	10,6	51	„ 28	32 000	
689	820	—	—	„ 28	20 000	
674	995	8,2	48	„ 28	12 200	
657	1210	6,2	51	SSE 40	17 000	
638	1450	4,7	56	„ 40	19 000	
621	1670	1,9	68	„ 40	8 000	{ Isothermie
615	1750	1,9	75	„ 40	22 000	
610	1815	1,2	67	„ 40	15 000	
595	2015	— 0,4	98	„ 40	—	Str (Schnee)
587	2120	— 1,7	—	„ 40	8 000	
565	2425	— 3,7	—	„ 40	9 000	größte Höhe, ④°
—	1400	—	—	NE 32	15 000	
—	500	—	—	„ 32	50 000	Dunstschicht
747	180	12,9	61	„ 32	42 000	
755	30	12,8	80	„ 32	—	(Wismar)

Seehöhe



Fahrt 14. Fig. 14.

Fahrt 14. In Bodeninversion und Dunstschicht K -Zunahme nach oben mit Maximum in 180 m bei kleinem R . Zeitliche K -Abnahme in 180 m mit zunehmender Entfernung vom Rauchzentrum Berlin. Beim Abstieg in Bodendunstschicht bei 130 m Verringerung von K durch reinere Seeluft infolge veränderter Windrichtung. In Str oberhalb 1670 m sind nicht alle Kerne zur Kondensation verbraucht, wobei R meist unter Sättigung bleibt. Relativ großes K in den oberen Schichten bei zyklonalem Wetter.

IV. Die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung und ihre Erklärung.

a) Mittlere vertikale Kernverteilung.

Es ist zu erwarten, daß *bei Hochdruckwetter* die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung einfacher sind als bei Tiefdruckwetter und besonders deutlich hervortreten, wegen der im allgemeinen ruhigen, absteigenden Luftbewegung, und weil sich im Hoch die Luftsichtung ungestörter als im Tief ausbilden kann.

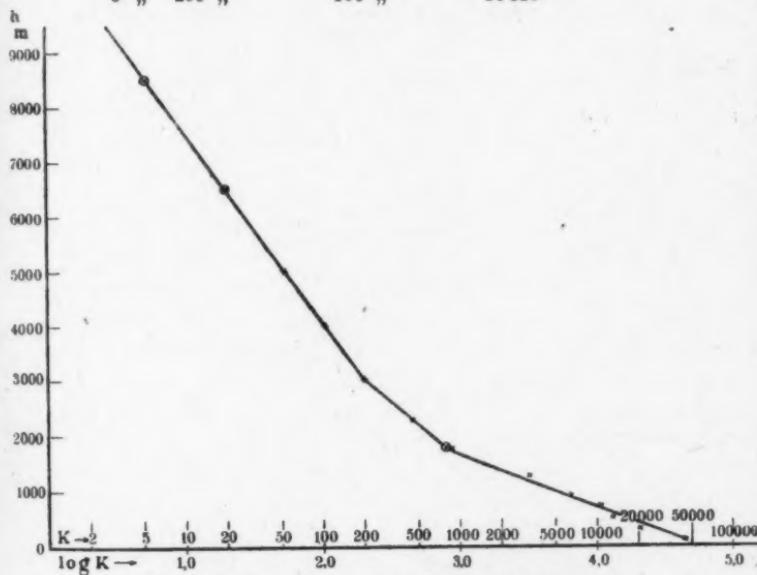
Von den 14 Freiballonfahrten fanden 10 bei Hochdruckwetter statt. Wenn wir versuchen, aus den Beobachtungen dieser 10 Fahrten erstmalig eine mittlere vertikale Kernverteilung abzuleiten, so kann sich dabei nur eine rohe Näherung an die Wirklichkeit ergeben, da für zuverlässige Mittelbildung weit mehr Einzelwerte verfügbar sein müßten.

Für antizyklonales Wetter liegen 119 Versuchsreihen mit zusammen etwa 500 einzelnen Kernzählungen bis 9000 m Höhe vor, und zwar an 9, über alle Jahreszeiten verteilten Tagen. Die Beobachtungen sind für die unteren Schichten gehäuft und nehmen nach oben an Zahl ab.

Nachstehende Tabelle und Fig. 15 zeigen das Ergebnis der Mittelung. Die Beobachtungen wurden in geeignet abgeteilten Stufen zusammengefaßt und, wie aus der Figur zu ersehen ist, graphisch ausgeglichen, unter Annahme einer logarithmischen Abnahme der Kernzahl nach oben.

Die in der Figur eingekreisten Punkte sind extrapoliert. Für die Höhen über 5000 m ist, da die Leistungsfähigkeit des Kernzählers für so kleine Kernzahlen nicht mehr ausreicht

Höhenstufe	mittlere Höhe	Kernzahl im cm ³
7500 bis 9500 m	8500 m	< 33 (Größenordnung 5)
5500 " 7500 "	6500 "	< 30 (" 20)
4500 " 5500 "	5000 "	54
3500 " 4500 "	4000 "	107
2500 " 3500 "	3000 "	201
2000 " 2500 "	2250 "	450
1500 " 2000 "	1750 "	878
1000 " 1500 "	1250 "	3 190
800 " 1000 "	900 "	6 490
600 " 800 "	700 "	10 690
400 " 600 "	500 "	13 040
200 " 400 "	300 "	20 560
0 " 200 "	100 "	44 810



Mittlere vertikale Kernverteilung bei Hochdruckwetter.

Fig. 15.

nur eine Schätzung der Größenordnung möglich, wobei die Extrapolation Werte ergibt, die mit den oberen Grenzwerten der Beobachtungen im Einklang sind.

Wenn in geringeren Höhen solche oberen Grenzwerte in den Beobachtungen vorlagen, wurde zum Zwecke der Mittelbildung die nächst kleinere Zehnerpotenz als wirkliche Kernzahl angenommen und verwertet; z. B. 100 an Stelle von < 150.

Es ergeben sich in der Kurve deutlich zwei Knicke, entsprechend *drei getrennten Hauptstufen* mit Kernzahlen von verschiedener Größenordnung und mit verschiedenartiger vertikaler Kernverteilung. In jeder höheren der drei Hauptstufen ist nicht nur die Kernzahl, sondern auch die Abnahme der Kernzahl nach oben geringer als in der tieferen Hauptstufe. In allen 3 Stufen ändert sich die Kernzahl mit der Höhe ähnlich wie die Luftdichte. Es gilt nämlich das Gesetz, daß die relative Abnahme der Kernzahl K proportional ist der Zunahme der Höhe h ; oder K nimmt logarithmisch mit zunehmender Höhe h ab. In jeder Hauptstufe hat jedoch der Proportionalitätsfaktor einen anderen Wert. $dh = -k \frac{dK}{K}$,

$$h_2 - h_1 = k (\ln K_1 - \ln K_2) = x (\lg K_1 - \lg K_2).$$

\ln bedeutet den natürlichen, \lg den Briggischen Logarithmus.

Es ist $k = \frac{x}{2,303}$.

Der Faktor $x = \frac{h_2 - h_1}{\lg K_1 - \lg K_2}$ ist die Höhenstufe für Abnahme von K auf $1/10$.

Unter Zugrundelegung des graphischen Ausgleichs haben die Konstanten k und x in den 3 Hauptstufen folgende Werte:

Hauptstufe	Höhe h	Kernzahl K	k (log nat.)	x (log Brigg.)
III	5000	54	1580	3520 m
	3000	200		
II	1750	800	902	2080 „
	100	45 000		
I			410	948 „

Die *allgemeine Abnahme der Kernzahl nach oben* hat folgende Ursachen:

1. Da die Kerne schwerer sind als die umgebende Luft, sinken sie, wenn auch langsam wegen der geringen Größe, und müssen daher unten zahlreicher sein als oben.
2. Die Kerne fallen in dichterer Luft langsamer als in dünnerer. Daher verzögert sich ihr Fall, je weiter sie nach unten kommen, so daß sich die unteren Schichten mit Kernen anreichern müssen.

3. Die meisten Kerne (Rauch, große Ionen) stammen vom Erdboden oder werden in den unteren Luftschichten erzeugt und nur durch aufsteigende Luftströme gehoben, wobei sie selten hoch hinauf gelangen. Die Zahl der in größerer Höhe erzeugten Kerne ist verhältnismäßig gering.

Die *drei Hauptstufen* der vertikalen Kernverteilung kommen dadurch zustande, daß die am Boden und in den unteren Schichten beginnende aufsteigende Luftbewegung verschieden hoch hinaufreicht, je nach ihrer Intensität und nach Maßgabe der jeweils vorhandenen Sperrsichten, die sie zu durchbrechen hat.

In der untersten Hauptstufe bis 1750 m, die in der Regel als Bodendunstschicht ausgebildet ist, spielt sich die häufige Vertikalbewegung der untersten Luftschichten ab, die aus der täglichen Erwärmung des Bodens ihre Energie nimmt und in der Str-Bildung nach oben zum Abschluß gelangt. In der mittleren Stufe bis 3000 m findet die weniger häufige, kräftigere aufsteigende Luftbewegung statt, die zur Bildung der höheren Cu führt. Die oberste Stufe über 3000 m erhält seltener aufsteigende Luft von den untersten Schichten her, nämlich nur dann, wenn die Bewegung so kräftig ist, daß sie zur Bildung von CuNi führt.

Hierzu ist zu erwähnen, daß nach den Beobachtungen von Süring¹⁾ über das Verhalten der neutralen Punkte der Himmelsspoliarisation kurz nach Sonnenuntergang auf 3 markante *Dunstyrenzen* in 1, 4 und 11 km Höhe zu schließen ist, deren Entstehung ebenfalls auf das verschieden hohe Hinaufreichen der Vertikalbewegung zurückgeführt wird. Beim Vergleich dieser Dunststufen mit den Hauptkernstufen muß man aber beachten, daß der Kerngehalt der Luft nicht notwendig mit der als „Dunst“ bezeichneten *optischen Trübung* der Luft parallel geht. Denn zunächst hängt die optische Wirkung der Kerne von ihrer Größe und damit von der Luftfeuchtigkeit ab, was im folgenden Abschnitt (IV b) näher besprochen wird. Und sodann gibt es atmosphärische Trübungen, die auf

1) R. Süring, Erg. d. met. Beob. Potsdam i. J. 1910. p. X
W. J. Humphreys, Bull. Mt. Weather Obs. 4. 397. 1912.

anderen Elementen als den Kondensationskernen beruhen; hierüber Näheres im Abschnitte IV c.

Mit Beachtung dieser Unterscheidung zwischen optischer Trübung und Kernzahl wird es vielleicht möglich sein, die vorstehenden Ergebnisse für die mittlere vertikale Kernverteilung bei Hochdruckwetter zur Reduktion der Sonnenstrahlung und der Sternhelligkeit auf Zenith zu verwenden und für die Bestimmung des *Transmissions-* und *Extinktionskoeffizienten* nutzbar zu machen.

Mit der Abgrenzung der Hauptkernstufen stimmt überein die mittlere Höhenlage von häufigen, durch die vertikale Temperaturverteilung bedingten *Sperrsichten* und *Wolkenstufen*.

Die Anzahl der Wolkenelemente im cm^3 ist in den unteren Wolken von derselben Größenordnung wie die Kernzahl in wolkenfreier Luft derselben Höhe. A. Wegener¹⁾ berechnet aus dem Wassergehalt der Wolken für eine mittlere Tropfengröße vom Radius 10^{-3} cm in den unteren Wolken (bis etwa 3000 m) die Anzahl der Tropfen im cm^3 zu 200 bis 500, während auch die Kernzahl in diesen Höhen einige 100 im cm^3 beträgt. In der Luftsicht über dem Erdboden hat die Kernzahl dagegen Werte, die je nach der durch die Wetterlage und den Charakter des Orts bedingten Reinheit der Luft zwischen einigen Tausend und mehreren Hunderttausend schwanken. Die Zahl der Tröpfchen in dichtem Bodennebel scheint ebenfalls erheblich größer zu sein als im Str und Cu von 1000 bis 3000 m Höhe.

Für die mittlere (Alto-) und obere (Cirrus-) Wolkenetage gilt offenbar die gleiche Beziehung zwischen der Zahl der Wolkenelemente und der Kernzahl. Diese ist im Alto-Niveau (3000 bis 5000 m) 200 bis 50, für die Höhe der tieferen Ci (im Mittel 6500 m) von der Größenordnung 20 und für die Höhe der oberen Ci (im Mittel 8500 m) von der Größenordnung 5 im cm^3 . Nach dem visuellen Eindruck der Wolkendichte zu urteilen, kann die Anzahl der Elemente der Ci gut 100 mal so klein sein wie bei den unteren Wolken. Wir beobachteten wiederholt bei Hochfahrten die geringe Dichtigkeit

1) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, Leipzig 1911.
p. 263.

der Ci-Wolken. Der Ci-Schleier, der den Ballon umgibt, ist so dünn, daß er, wenn nicht untere, dichtere Wolken vorhanden sind, die Landschaft deutlich erkennen läßt und die Sonne höchstens auf \odot^1 verhüllt.

Trotz der geringen, mit dem Kernzähler gemessenen Zahl von 20 bis 5 Kernen im cm^3 für die Höhe der Ci entsteht dort in der ausgeatmeten Luft sofort eine kräftige Kondensation zu dichtem, weißem, aus Tröpfchen bestehendem Dampf, dessen Tröpfchenzahl nach dem Vergleich mit tiefen Wolken und Nebel auf mindestens einige 100 im cm^3 geschätzt werden muß. Wir haben mehrfach, auch über 9000 m Höhe, auf das Aussehen der ausgeatmeten Luft geachtet, indem wir die Atemungsmaske kurze Zeit abnahmen. Diese Beobachtung scheint sich mit den Kernzählungen und der beobachteten Wolkendichte im Ci-Niveau nicht im Einklang zu befinden; sie erklärt sich jedoch sofort, wenn man bedenkt, daß die mit Wasserdampf gesättigte, warme Ausatmungsluft enorm übersättigt wird, wenn sie sich mit der kalten Außenluft von -30 bis -50° mischt („Dampfstrahlphänomen“). Bei einer so starken, schätzungsweise 500-fachen Übersättigung müssen nicht nur die gewöhnlichen, im Kernzähler und bei der normalen Wolkenbildung wirksamen Kerne, sondern auch die „kleinen“ *Luftionen*, die auch in den großen Höhen zahlreich vorhanden sind, kondensierend wirken. Eine Kernwirkung dieser Ionen, deren Beweglichkeit bei Atmosphärendruck im Felde 1 Volt/cm von der Größenordnung 1 cm/sec. ist, findet nur dann statt, wenn die mit Wasserdampf gesättigte Luft auf mehr als das 1,25fache des Anfangsvolumens adiabatisch expandiert wird, und kommt für den Kernzähler nicht in Frage, da man hier die Expansion 1:1,20 nicht überschreitet. Auch in der Atmosphäre ist bei den gewöhnlichen Kondensationsvorgängen die Beteiligung dieser kleinen Ionen nicht anzunehmen, da es nicht wahrscheinlich ist, daß die dazu erforderlichen 4—5fachen Übersättigungen auftreten. Nur für die stürmischen Gleichgewichtsstörungen bei Gewittern nimmt die Wilson-Gerdiensche Hypothese auch die kleinen Ionen als Kondensationskerne in Anspruch.

Die Kernzählungen bei *Tiefdruckwetter* (Fahrten 1, 3, 5, 14) zeigen in zweierlei Hinsicht typische Abweichungen von

der mittleren vertikalen Kernverteilung bei Hochdruckwetter: Entweder ist infolge starker *Bildung von Wolken und Niederschlägen* die Atmosphäre verhältnismäßig *kernarm* (Fahrt 1), da die Kerne bei der Kondensation zu den Wolkenelementen verbraucht und durch Niederschläge ausgewaschen werden. Oder man trifft in höheren Schichten, auch trotz Wolkenbildung, verhältnismäßig große *Kernmengen* an (Fahrt 14), da die Kerne aus der Luftsicht am Boden bei Tiefdruckwetter durch die stärkere und aufsteigende Luftbewegung in größerer Menge und höher hinauf weggeführt werden als bei Hochdruckwetter. Daher ist auch allgemein die Kernzahl am Boden im Tief geringer als im Hoch. Wenn also nicht etwa durch Kondensation oder Niederschläge die überwiegende Menge der Kerne weggeschafft wird, so nimmt bei Tiefdruckwetter die Kernzahl nach oben langsamer ab als bei Hochdruckwetter, so daß die Zyklone in den höheren Schichten mehr, in der untersten Luftsicht weniger Kerne enthält als die Antizyklone.

Zur Vervollständigung seien die Kernzählungen einiger anderer Beobachter bei Freiballonfahrten erwähnt. Die Ergebnisse stehen, soweit eine planmäßige Verfolgung der Kernzahl in verschiedenen Luftsichten dabei gelungen ist, in Übereinstimmung mit den hier mitgeteilten Messungen. Es ist früher festgestellt worden, daß die Kernzahl im allgemeinen mit zunehmender Höhe, besonders über Wolken und Dunstgrenzen abnimmt.

Bei zyklonalem Wetter fand Lüdeling¹⁾ auf zwei Ballonfahrten, daß in wolkenfreier Luft bei 3500 m weniger als 400, bei 4700 und 5150 m weniger als 300 Kerne im cm^3 vorhanden waren, und daß die Kernzahl über einer Stadt oder einem größeren Bahnhof bei aufsteigendem Luftstrom lokal erhöht wurde.

In wolkenfreier Luft erhielt Linke²⁾ eine Abnahme der Kernzahl von 100000 am Erdboden auf 400 im cm^3 in 5000 m Höhe. Bei einer anderen Fahrt wurden von Linke dicht

1) G. Lüdeling, Ill. aeronaut. Mitt. 7. p. 321. 1903.

2) F. Linke, Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten. Berlin 1904; Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl. III, Nr. 5. 1904. p. 86.

über einer bis 2000 m Höhe reichenden Dunstschicht weniger als 100 Kerne im cm³ gefunden.

Auf einer Ballonfahrt bei antizyklonalem Wetter stellte Wendt¹⁾ von 2100 bis 4200 m Höhe eine Abnahme der Kernzahl von 1700 bis 250 im cm³ fest. Eine Abnahme der Kernzahl mit zunehmender Höhe geht auch aus den Messungen hervor, die Herr H. Rotzoll bei zwei Ballonfahrten ausführte, und deren Ergebnisse er mir mitgeteilt hat.

b) **Vertikale Kernverteilung in einer einheitlichen Luftschicht.**

Die wirkliche vertikale Kernverteilung im Einzelfalle weicht von der mittleren Verteilung oft erheblich ab, da die durch den vertikalen Verlauf von Temperatur und Feuchtigkeit bedingte *Schichtung* der Atmosphäre auch in der Kernzahl zum Ausdruck kommt.

Bei ausgeprägter Luftschichtung nimmt die Kernzahl keineswegs immer mit zunehmender Höhe ab, sondern häufig auch zu, so daß die Zustandskurve der Kernzahlen mehrere Maxima und Minima in verschiedenen Höhen aufweist. Kernreichere Schichten sind zuweilen über kernärmeren gelagert. Und innerhalb einer einheitlichen wolkenfreien Schicht, z. B. der Luftschicht unmittelbar über dem Erdboden oder auch einer abgetrennten höher gelegenen, befindet sich das Maximum der Kernzahl mitunter nicht an der unteren Grenze, sondern in einem oberen Teile der Schicht. Unter „einheitlicher“ Schicht sei eine solche verstanden, in der sich Temperatur und Feuchtigkeit oder nur eine von beiden mit der Höhe so ändern, daß der Gradient konstant ist, z. B. Inversion, Isothermie, adiabatische Schicht.

Diese Kernverteilung von Schicht zu Schicht und innerhalb einer einheitlichen Schicht ist durch die wechselnde *Fallgeschwindigkeit der Kerne* zu erklären und wird durch die folgenden Faktoren bewirkt: 1. Luftfeuchtigkeit, 2. Bildung oder Auflösung von Wolken, 3. Luftpumpe (Temperatur und Druck), 4. vertikale Luftbewegung.

1) Ergebnisse d. Arbeiten d. Kgl. Preuß. Aeronaut. Obs. Linden-berg 6. p. 284. 1911.

1. *Luftfeuchtigkeit.* Als wichtigster Faktor ist zunächst die Luftfeuchtigkeit zu behandeln, deren Beziehung zur Kernzahl so auffallend ist, daß man auf einen nahen ursächlichen Zusammenhang zwischen beiden schließen muß. Oberhalb der untersten Luftsicht, in der die Kernzahl gemäß der allgemeinen vertikalen Verteilung schnell nach oben abnimmt, sind die Kurven der relativen Feuchtigkeit und der Kernzahl oft gegenläufig, so daß großer Kernzahl geringe Feuchtigkeit in derselben Höhe entspricht und umgekehrt; Beispiele: Fahrt 1 in 1900 bis 3000 m; Fahrt 2 in 480 bis 575 m und in 1120 bis 1860 m; Fahrt 3 in 1100 bis 1275 m; Fahrt 10 in 315 bis 450 m, in 2160 bis 3190 m und in 3595 bis 4050 m; Fahrt 11 in 2060 bis 4400 m; Fahrt 12 in 900 bis 1490 m.

Vom Boden aus hat bereits Aitken¹⁾ bemerkt, daß für den gleichen Trübungsgrad der Luft bei großer Feuchtigkeit weniger Kerne vorhanden sind als bei geringerer.

Die Erklärung für diese Tatsachen ist in der *hygro-skopischen Eigenschaft der Kerne* zu suchen. Manche Kernarten, und zwar gerade die verbreitetsten, nämlich die chemisch-hygro-skopischen Tröpfchen (Verbrennungsprodukte und photo-chemisch sowie durch elektrische Entladungen erzeugte Kerne) besitzen die Fähigkeit, wenn die Luftfeuchtigkeit wächst, bereits aus ungesättigter Luft Wasserdampf anzuziehen, auf sich zu kondensieren und dadurch zu wachsen. Ähnlich verhalten sich auch die großen (Langevin-) Ionen, deren Kernwirkung in der Atmosphäre sehr in Betracht kommt.²⁾ Nach Pollock³⁾ vermindert sich die Beweglichkeit dieser Ionen sowie auch der Ionen einer kleineren Größenklasse (Zwischenionen) in ungesättigter Luft bei zunehmender Feuchtigkeit, so daß sich auf eine gesetzmäßige Beziehung zwischen Ionengröße und Feuchtigkeit schließen läßt.

1) J. Aitken, Transact. Roy. Soc. Edinburgh 37. III. p. 621. 1894; Met. Ztschr. 1894. p. 348.

2) A. Gockel, Luftelektr. Beobachtungen, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges. 54. Abh. 1. p. 22—28. 1917.

3) J. A. Pollock, Le Radium 6. p. 129. 1909; Journ. and Proc. Roy. Soc. of N. S. Wales 43. p. 61 u. 198. 1909; Phil. Mag. 29. p. 514 u. 636. 1915. Vgl. hierzu P. Lenard u. C. Ramsauer, Heidelb. Ber. 1911, 16. Abh. p. 21—22.

Die beobachtete Gegenläufigkeit von Kernzahl und Feuchtigkeit in den Zustandskurven kann durch Hygroskopizität auf zweierlei Weise zustande kommen:

Entweder ist die *Kernzahl die Ursache*, und zwar in der Weise, daß der psychrometrisch oder mit dem Haarhygrometer gemessene Wasserdampfgehalt der Luft durch Kondensation auf den hygroskopischen Kernen herabgesetzt wird. Große Kernzahl sollte dann geringe Luftfeuchtigkeit bewirken und kleine Kernzahl den Wasserdampfgehalt der Luft nur wenig vermindern. Versuche zur Prüfung, bis zu welchem Grade diese mitunter für wesentlich gehaltene¹⁾, austrocknende Wirkung der hygroskopischen Kerne in Betracht kommt, liegen nicht vor und sind auch ganz aussichtslos, da der erwartete Effekt unmeßbar klein sein wird, wie folgende Überschlagsrechnung zeigt:

Nimmt man den Radius der hygroskopischen Tröpfchen im Mittel zu $r = 10^{-5}$ cm an, was weiter unten näher begründet wird, und setzt man die Kernzahl im cm^3 für 1000 m Höhe gleich 5000, so ist das gesamte Volumen der Kerne in 1 cm^3 Luft: $5000 \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot 10^{-15} = 2,1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3$. Beständen diese Tröpfchen ganz aus Wasser, so enthielten sie im m^3 Luft nur $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ g}$. Da z. B. bei 50 Proz. relativer Feuchtigkeit und +10° C Lufttemperatur die im m^3 Luft enthaltene Wasserdampfmenge (absolute Feuchtigkeit) 4,7 g beträgt, wäre die in den flüssigen Kernen enthaltene Wassermenge nur 0,00045 Proz. der dampfförmigen für dasselbe Luftvolumen, kommt also nicht in Betracht, auch wenn man mehrfach größere Kernradien und Kernzahlen bei der Rechnung zugrunde legt. Selbst für einen sicher viel zu groß angenommenen Kernradius $r = 10^{-4} \text{ cm}$ und eine hohe Kernzahl von 11000 im cm^3 würde bei der als Beispiel angenommenen relativen Feuchtigkeit und Temperatur die in den Kernen enthaltene flüssige Wassermenge erst 1 Proz. der dampfförmigen desselben Luftvolumens sein.

Die austrocknende Wirkung der hygroskopischen Kerne reicht also für die Erklärung der beobachteten Gegenläufigkeit von Kernzahl und Feuchtigkeit nicht aus.

1) R. Süring, Wiss. Luftfahrten, herausgeg. v. R. Abmann und A. Berson, 3. p. 140. 1900; F. Linke, Aeronaut. Meteorologie, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 44.

Oder die Feuchtigkeit ist die Ursache. Dann hat man sich vorzustellen, daß die in feuchterer Luft durch Kondensation gewachsenen Kerne schneller fallen als zuvor und aus der betreffenden Schicht teilweise herausfallen, so daß eine feuchte Schicht et. par. weniger Kerne enthält als eine trocknere. Umgekehrt, da die Kerngröße mit abnehmender Luftfeuchtigkeit durch Verdampfung abnimmt, wird die Fallgeschwindigkeit kleiner und die Schicht bleibt kernreicher als eine entsprechende feuchtere.

Zur exakten Prüfung dieser zweiten Möglichkeit reichen die Beobachtungen der Ballonfahrten zwar nicht aus. Es seien jedoch einige theoretische Überlegungen mitgeteilt, die für das Verständnis der Zusammenhänge von Bedeutung sein dürften.

Zunächst soll für chemisch - hygroskopische Kerne die Beziehung der Kerngröße zur Feuchtigkeit im Gleichgewicht zwischen Kondensation und Verdampfung untersucht werden. Ähnlich wie die Kapillarkraft der Oberflächenspannung kleiner Tropfen, jedoch ihr entgegengesetzt gerichtet, denken wir uns eine „hygroskopische Kraft“ des Tropfens. Diese erniedrigt den Dampfdruck des Tropfens unter den seiner Krümmung entsprechenden Wert und strebt, den Tropfen durch Kondensation zu vergrößern. Im Gleichgewicht ist die hygroskopische Dampfdruckerniedrigung

$$H = e_s - e.$$

e_s ist der Sättigungsdruck, e der herrschende Dampfdruck in mm Hg. Der Sättigungsunterdruck ($e_s - e$) des in der Luft enthaltenen Wasserdampfs strebt, den Tropfen durch Verdampfung zu verkleinern.

Die chemische Anziehungskraft, welche von dem im Tropfen gelösten hygroskopischen Agens (etwa SO_3) auf den umgebenden Wasserdampf ausgeübt wird, nehmen wir als proportional der Volumenkonzentration des Agens im Tropfen, also umgekehrt proportional dem Tropfenvolumen an:

$$H = \frac{h}{4/3 \pi r^3}.$$

h ist die hygroskopische Dampfdruckerniedrigung für einen Tropfen vom Volumen 1, eine jeweils durch die chemische Natur und die absolute, im Tropfen vorhandene Menge des hygroskopischen Agens bestimmte Konstante. Dann ist im Gleichgewicht:

$$(1) \quad e_s - e = \frac{h}{4/3 \pi r^3}.$$

Die Gleichung ergibt nahe unterhalb der Sättigung ($e_s = e$, $r = \infty$) Kondensation bis zu großen Tropfen, was mit der beobachteten sichtbaren Nebelbildung chemisch-hygroskopischer Kerne bereits nahe unterhalb der Sättigung übereinstimmt. Die Formel gilt zunächst für einen einzelnen Tropfen und gestattet, die Änderung der Tropfengröße bei Änderung der Luftfeuchtigkeit anzugeben. Sie kann aber auch auf die Gesamtheit einer größeren Anzahl von Tropfen einer Luftsicht angewandt werden, sofern man einen konstanten mittleren Wert von h für die Tropfenmenge als existierend annimmt. Hat man mehrere verschiedene, aber vergleichbar zusammengesetzte Tropfenmengen mit konstantem mittlerem h , so läßt sich das Verhältnis ihrer mittleren Tropfengrößen auf Grund der verschiedenen Luftfeuchtigkeiten nach Gleichung (1) angeben.

Der Vollständigkeit halber ist noch der Betrag abzuschätzen, um den die psychrometrisch oder mit dem Haarhygrometer gemessene, dampfförmige Luftfeuchtigkeit erniedrigt wird, wenn die hygrokopischen Kerne bei zunehmender Luftfeuchtigkeit flüssiges Wasser binden. Lassen wir z. B. bei $+10^\circ\text{C}$ die relative Feuchtigkeit von 50 auf 80 Proz. wachsen, so ist das Verhältnis der Kernvolumina nach und vor dieser Zunahme gemäß Gleichung (1):

$$\frac{r_{80}^3}{r_{50}^3} = \frac{(e_s - e)_{80}}{(e_s - e)_{50}} = \frac{9,2 - 4,6}{9,2 - 7,4} = 2,6.$$

Wir haben weiter oben für 1000 m Höhe die Kernzahl zu 5000 im cm^3 und den Kernradius zu $r = 10^{-5} \text{ cm}$ angenommen und die in den Kernen enthaltene flüssige Wassermenge zu $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ g}$ im m^3 Luft berechnet. Bei der vorausgesetzten Zunahme der relativen Feuchtigkeit von 50 auf 80 Proz. nimmt diese Flüssigkeitsmenge zu auf:

$$2,6 \cdot 2,1 \cdot 10^{-5} = 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ g im } \text{m}^3 \text{ Luft},$$

also um den Betrag: $3,3 \cdot 10^{-5}$ „ „ „ .

Da die gleichzeitige Zunahme des Wasserdampfgehalts $2,8 \text{ g/m}^3$ beträgt, so wird diese Zunahme nur um 0,0012 Proz. durch Kondensation auf den hygrokopischen Kernen verringert. Dieser geringe Betrag ist vollständig zu vernachlässigen.

Zur Prüfung der Gleichung (1) können wir den von Aitken¹⁾ gefundenen und von anderen bestätigten²⁾ Zusammenhang zwischen Kernzahl, Feuchtigkeit und Sicht am Boden benutzen. Bei gleichbleibender Luftfeuchtigkeit fand Aitken für das Produkt aus Kernzahl und Sichtweite eine gewisse Konstanz, allerdings mit erheblichen Schwankungen, die ihren Hauptgrund wohl darin haben, daß eine zuverlässige Bestimmung der Luftrührung durch Schätzung der Sichtweite nicht möglich ist und der Einfluß der Beleuchtung durch die Sonne nicht hinreichend berücksichtigt wurde. Von der Feuchtigkeit soll die trübende Wirkung der Kerne nach Aitken in der Weise abhängen, daß für eine gegebene Kernzahl die Durchsichtigkeit der Luft nahezu, jedoch nicht ganz proportional ist der psychrometrischen Differenz. Zahlreiche Beobachtungen sind von Aitken zu folgenden Mittelwerten zusammengefaßt worden, indem die „Kernzahl für vollständige Trübung“ durch Multiplikation der Sichtweite mit der Kernzahl im cm³ gebildet wurde:

Psychrometrische Differenz	Kernzahl für vollständige Trübung
2 bis 4° F.	$1,25 \cdot 10^{10}$
4 " 7° "	1,71
7 " 10° "	2,26

Die relative Feuchtigkeit oder die Lufttemperatur ist dabei nicht angegeben.

Von einer auch nur angenäherten Proportionalität zwischen der psychrometrischen Differenz einerseits und der Sichtweite für gegebene Kernzahl (oder der Kernzahl für gegebene Sichtweite) andererseits, ist, wie man sieht, nicht die Rede. Die folgende Überlegung zeigt, daß eine solche einfache Beziehung auch nicht zu erwarten ist, und daß die Sicht in anderer Weise von der Kernzahl und Kerngröße und damit von der Luftfeuchtigkeit abhängen wird.

Wir nehmen an, daß die Änderungen der Sicht hauptsächlich dadurch bewirkt werden, daß das beobachtete entfernte Ziel in verschiedenem Grade durch die Kondensationskerne

1) J. Aitken, l. c.

2) K. Kähler, Tätigkeitsbericht d. Kgl. Preuß. Meteorolog. Inst. 1911. p. 137; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24.

abgedeckt wird, was wahrscheinlich bei bedecktem, dunstigem Wetter ohne Sonnenschein der Fall ist. Da bei Sonnenschein das Phänomen komplizierter ist, derart, daß man sogar zunehmende Sicht bei wachsender Kernzahl beobachten kann¹⁾, sei nur bedecktes Wetter in Betracht gezogen. Dann kann man den Betrag der Abdeckung A_l des Ziels durch die auf der Strecke l befindlichen Kerne proportional setzen dieser Strecke l , mal der Kernzahl K im cm^3 , mal der Kernprojektion πr^2 , wenn r der Kernradius ist. Also wird:

$$(2) \quad A_l = \text{prop. } l K r^2.$$

$\frac{A_l}{l} = A$ ist die Abdeckung für die Einheit der Entfernung.

Die Abdeckung ist das Verhältnis der abgedeckten zur frei-bleibenden Zielfläche und wird nach der Annahme gleichgesetzt dem optischen Trübungsgesetz der Luft.

Die Sicht S sei definiert als der reziproke Wert des Trübungsgesetzes für die Einheit der Entfernung:

$$(3) \quad S = \frac{l}{A_l} = \frac{1}{A} = \text{prop. } \frac{1}{K \cdot r^2}.$$

Die Sicht S wird gemessen entweder mit dem *Sichtmesser*²⁾ als diejenige Entfernung in Kilometern, auf der die jeweilige Luftpfehlung den willkürlich vorbestimmten Trübungsgesetz 1 des Sichtmessers hat; oder weniger genau als die dem so definierten S proportionale „Sichtweite“ S' . (Vgl. Nachtrag 1 am Schluß.)

Setzen wir nun aus der für hygroskopische Kerne angenommenen Gleichgewichtsbeziehung (1) zwischen dem Kernradius r und der durch den Sättigungsunterdruck ($e_s - e$) definierten Luftfeuchtigkeit den Ausdruck

$$r = \sqrt[3]{\frac{h}{4/3 \pi (e_s - e)}}$$

in Formel (3) ein und ziehen sämtliche Konstanten zusammen, so wird:

$$(4) \quad S = c \cdot \frac{(e_s - e)^{2/3}}{K}.$$

1) J. Aitken, I. c. und Trans. Roy. Soc. Edinburgh 39, p. 15. 1900; Proc. Roy. Soc. Edinburgh 31, p. 478. 1911; 32, p. 189. 1912; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24.

2) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 20, p. 151. 1919.

Die Größe

$$c = \frac{K S}{(e_s - e)^{\frac{3}{5}}}$$

oder

$$c' = \frac{K S'}{(e_s - e)^{\frac{3}{5}}}$$

soll bei Variierung von Kernzahl, Sicht und Luftfeuchtigkeit konstant bleiben.

Setzt man die Mittelwerte der Aitkenschen Beobachtungen ein, indem man, da die Beobachtungen im Sommer in England stattfanden, eine mittlere Lufttemperatur von 20° C., entsprechend einem Sättigungsdruck $e_s = 17,4$ annimmt, so ergibt sich:

Psychrometrische Differenz	e	$K S' \cdot 10^{-10}$	$c' \cdot 10^{-9}$
1,1 bis 2,2° C	15,7 bis 14,1	1,25	8,8 bis 5,6
2,2 " 3,9° "	14,1 " 11,7	1,71	7,7 " 5,4
3,9 " 5,5° "	11,7 " 9,6	2,26	7,1 " 5,7

Abgesehen vom ersten Wert für c' , der zu einer hohen relativen Feuchtigkeit von 90 Proz. gehört, ist die Konstanz durchaus befriedigend, wenn man der Art dieser Beobachtungen Rechnung trägt. Die Annahmen über die Zusammenhänge zwischen Luftfeuchtigkeit und Kerngröße nach Gleichung (1) und zwischen Sicht, Kernzahl und Feuchtigkeit nach Gleichung (4) scheinen sich demnach zu bestätigen. Genauere Messungen mit dem Sichtmesser sind im Gange, und ihr Ergebnis bleibt vor einer endgültigen Beurteilung der Ansätze abzuwarten.

Zur Aufstellung einer Beziehung zwischen Größe und Fallgeschwindigkeit der Kerne bedürfen wir einer Vorstellung über die absolute Größe der Kerne. Diese liegt erfahrungsgemäß unterhalb der Grenze der mikroskopischen Sichtbarkeit. Aßmann¹⁾ schätzt den Durchmesser der Dunströpfchen auf Grund vergeblicher Versuche, den Verdampfungsrückstand von Nebeltropfen im Mikroskop zu sehen, auf kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$ cm,

1) R. Aßmann, Meteorolog. Zeitschr. 2. p. 41. 1885.

A. Wegener¹⁾ auf kleiner als $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm. Da die aus Kernen bestehenden Dunstmassen die Farben trüber Medien zeigen, nämlich bläuliches zerstreutes und rötliches durchgelassenes Licht, so ist der Durchmesser der Kerne höchstens von der Größenordnung der Wellenlänge des kurzweligen sichtbaren Lichtes, also $4 \cdot 10^{-5}$ cm, wahrscheinlich sogar nicht unerheblich kleiner. Die Sichtbarmachung der Kerne wird voraussichtlich im Ultramikroskop gelingen. (Vgl. Nachtrag 2 am Schluß.)

Nehmen wir $r = 4 \cdot 10^{-5}$ als höchsten vorkommenden Wert des Kernradius an, so kann die Fallgeschwindigkeit v aus dem Radius r nach der Stokes-Kirchhoffschen Formel²⁾ berechnet werden:

$$v = \frac{2 r^2 g}{9 \mu},$$

worin μ den Koeffizienten der inneren Reibung, g die Schwerkraftbeschleunigung bedeutet. Wir erhalten dann:

$$v = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ cm/sec} = 0,12 \text{ cm/min},$$

also einen sehr kleinen Wert, der für die in Wirklichkeit jedenfalls viel kleineren Kernradien noch erheblich kleiner wird.

Für Kerne von der Größe $r = 4 \cdot 10^{-5}$ cm und eventuell größere ist die Fallgeschwindigkeit v proportional r^2 , unabhängig vom Luftdruck und nur wenig abhängig von der Temperatur, indem sie, entsprechend der Änderung von μ mit der Temperatur, für 10° Erwärmung um etwa 3 Proz. abnimmt.

Wahrscheinlicher ist jedoch die Größenordnung $1 \cdot 10^{-5}$ cm für den größten Radius der Kerne. Bei solchen und noch kleineren Kernen, nämlich bei Tropfenradien unterhalb $4 \cdot 10^{-5}$ cm, muß an der Stokes-Kirchhoffschen Formel eine Korrektion wegen der Gleitung angebracht werden, da die innere Reibung der Luft nicht mehr allein für den Widerstand des fallenden Tropfens maßgebend ist, wenn der Radius mit der mittleren freien Weglänge der Luftmolekülen (Größenordnung 10^{-5} cm) vergleichbar ist. Verschiedene Ansätze für diese Gleitungs-

1) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, Leipzig 1911.
p. 251.

2) G. Kirchhoff, Mechanik, Leipzig 1876, 26. Vorlesung, p. 381;
A. Wegener, l. c. p. 256.

korrektion¹⁾ auf Grund von Versuchen und gastheoretischen Betrachtungen ergeben für die Fallgeschwindigkeit äußerst kleiner Tröpfchen:

$$v = \text{prop. } \frac{r}{\varrho \sqrt{T}} = \text{prop. } \frac{r \sqrt{T}}{b} \text{ (Reinganum),}$$

wo ϱ die Luftdichte, T die absolute Temperatur und b den Luftdruck bedeutet.

Wenn auch dieser für extrem kleine Tröpfchen gültige Ansatz bei den Kondensationskernen der Atmosphäre wohl nicht streng anwendbar sein wird, so ist für die Kerne, da sie kleiner sind als für den Gültigkeitsbereich der Stokes-Kirchhoffschen Formel, doch zu erwarten, daß ihre Fallgeschwindigkeit v sich mit r langsamer ändern wird als proportional r^2 und vom Luftdruck und der Temperatur merklich abhängig sein wird.

Für den Zusammenhang zwischen Kernzahl und Fallgeschwindigkeit, wie sie sich aus der durch die Feuchtigkeit bedingten Kerngröße und mit Berücksichtigung von Luftdruck und Temperatur für übereinander liegende dünne Schichten ergibt, wurden auf Grund der vorstehenden Überlegungen einige Ansätze aufgestellt und an dem vorliegenden Beobachtungsmaterial der Ballonfahrten geprüft. Die Beobachtungen bei einfachen Fällen der Luftsichtung sind jedoch noch zu spärlich, um über die quantitative Formulierung der qualitativ festgestellten Beziehung zu entscheiden.

Die Kapillarkraft der Oberflächenspannung, die bei der Kondensation der hygroskopischen Kraft entgegenwirkt, kann für die chemisch-hygroskopischen Kerne von der angenommenen Größe $r = 1 \cdot 10^{-5}$ cm vernachlässigt werden, da Tropfen von diesem Krümmungsradius auf Grund ihrer Krümmung nach der Thomsonschen Formel mit nur 1 Proz. Übersättigung im Gleichgewicht sind²⁾ und diese Kerne bereits weit unterhalb der Sättigung kondensierend wirken. Soweit in der Atmo-

1) M. Reinganum, Verh. d. d. Physik. Ges. 12. p. 1025. 1910; E. Cunningham, Proc. Roy. Soc. London(A) 83. p. 357. 1910; M. Knudsen u. S. Weber, Ann. d. Phys. 36. p. 981. 1911; L. W. Mc Keehan, Phys. Ztschr. 12. p. 707. 1911.

2) A. Wegener, l. c. p. 71.

sphäre solche chemisch-hygroskopischen Kerne eine wesentliche Rolle bei der Nebelbildung spielen, wird die nach der Tropfenkrümmung zum Eintreten der Kondensation erforderliche Übersättigung nicht wesentlich wirksam.

2. *Bildung und Auflösung von Wolken* hat für den Kerngehalt und die vertikale Kernverteilung einer Schicht ausschlaggebende Bedeutung, auch noch längere Zeit nach dem Stattfinden des Wolkenprozesses, so daß man aus der vertikalen Kernverteilung mitunter auf die vorangegangenen Wolkenvorgänge einer Schicht schließen kann.

Die Kerne werden bei der *Wolkenbildung* zu Zentren der Wolkenelemente (Nebeltröpfchen oder Eiskristalle), so daß in der Wolkenluft mitunter keine freien Kerne übrigbleiben, besonders dann, wenn die Wolke in kräftiger Neubildung begriffen ist (Fahrt 1 für Ni, Str, AStr, CiStr; Fahrt 9 für CiStr; Fahrt 11 für AStr und ACu; Fahrt 13 für CuNi). Jedoch kommt es auch vor, daß in einer Wolke bei weitem nicht alle Kerne zur Kondensation verbraucht werden, wenn nämlich die vorhandene Feuchtigkeit nicht ausreicht (Fahrt 5 für Str und Cu; Fahrt 14 für Str über 1670 m).

Bei der *Wolkenauflösung* sind in der Wolkenluft freie Kerne als Rückstand von verdampften Wolkenelementen vorhanden und auch häufig nach dem Verschwinden der Wolke an ihrer Stelle als Dunst sichtbar¹⁾ (Fahrt 1 in 1900 bis 3000 m, Rückstand von aufgelöstem Str).

Die Fallgeschwindigkeit der bei der Wolkenbildung aus den Kernen entstandenen Wolkenelemente ist größer als die der Kerne selbst. Auf diese Weise werden die in den Wolkenelementen enthaltenen Kerne nach einer tieferen Schicht verschoben, wo sie entweder bei Auflösung der Wolke verbleiben; oder sie werden durch *Niederschläge* vollständig aus der Atmosphäre ausgefällt und auch durch Anlagerung an den fallenden Niederschlag ausgewaschen (Fahrt 1 beim Abstieg in 1200 m, vorher Ni). Niederschläge können ferner durch Mitreißen von kernarmer Luft aus größerer Höhe den Kerngehalt einer Luftsicht, etwa der Bodenluftsicht (nach Aitken) herabsetzen.

1) H. v. Ficker, Meteorol. Ztschr. 1906. p. 31 u. 180.

3. *Luftdichte (Temperatur und Druck).* Da der Radius der Kerne kleiner als $4 \cdot 10^{-5}$ cm ist, so muß man erwarten, daß gemäß der für die Gleitung korrigierten Stokes-Kirchhoff'schen Formel die Fallgeschwindigkeit und damit auch die vertikale Verteilung der Kerne von der Luftdichte beeinflußt wird. Die Kerne werden bei Zunahme der Temperatur und Abnahme des Luftdrucks schneller fallen, wenn ihre Größe unverändert bleibt. Dieser Einfluß scheint jedoch im allgemeinen gegenüber dem der Luftfeuchtigkeit, Wolkenbildung und Wolkenauflösung gering zu sein, kann aber in stabilen Schichten (Inversionen, Isothermien) von größerer Mächtigkeit merklich werden und den Einfluß der Feuchtigkeit übercompensieren. In solchen Schichten nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe (also bei abnehmendem Luftdruck) zu oder bleibt konstant, während die relative Feuchtigkeit in der Regel abnimmt. Die geringe Luftdichte oben bewirkt alsdann trotz der geringeren Feuchtigkeit ein schnelleres Herausfallen der Kerne und damit eine kleinere Kernzahl als unten. *Die Kurve der Kernzahlen hat dann in einem mittleren Teile der Schicht ein Maximum.* Beispiele hierfür zeigen Fahrt 2 in 480 bis 1120 m, Fahrt 3 in 345 bis 415 m, Fahrt 6 und 7 in 580 bis 1605 m.

4. *Vertikale Luftbewegung.* Der allgemeine Charakter der vertikalen Luftbewegung im Hoch und Tief bewirkt für die mittlere Kernverteilung bis in größere Höhen hinauf den charakteristischen Unterschied, daß durch die vorwiegend absteigende Strömung der Antizyklone eine Anhäufung von Kernen in den untersten Schichten, durch die vorwiegend aufsteigende Bewegung der Zyklone dagegen eine relative Anreicherung der höheren Schichten mit Kernen eintritt (vgl. Abschnitt IVa).

Außerdem spielt die *besondere Vertikalbewegung einer Schicht* für den Verlauf der Kernzahl in dieser Schicht eine Rolle.

Eine *gleichmäßige Hebung oder Senkung* einer kernhaltigen Dunstschicht findet statt, wenn die Kerne steigen oder fallen infolge ihrer Erwärmung über die Temperatur der umgebenden Luft durch Absorption der Sonnenstrahlung tags oder Abkühlung unter die Lufttemperatur durch Ausstrahlung nachts. Diese Erwärmung und Abkühlung der Kerne überträgt sich auf die Luftmasse, in die sie eingebettet sind, und bringt diese zu-

sammen mit den Kernen zum Steigen und Fallen.¹⁾ Durch die zunehmende Erwärmung im Laufe eines Tages kann eine kernhaltige Dunstschicht gelockert oder sogar nahezu aufgelöst werden; die obere Dunstgrenze hebt sich (z. B. bei Fahrt 2 von 480 auf 590 m) und mit ihr gelangen Kerne nach oben, während die Kernzahl unten abnimmt (z. B. bei Fahrt 3 in 410 m).

Auch die Vertikalbewegung, wie sie als Folge des Windsprunges an Schichtgrenzen besteht [z. B. als Ursache der Pepplerschen Inversionen²⁾], hat trotz turbulenter Mikrostruktur einen gleichmäßigen Charakter und ist durch Mitführung von kernreicher oder kernarmer Luft nach oben oder unten mitbestimmend für die vertikale Kernverteilung solcher Schichten.

Andersartig wirkt eine durch ungleichmäßige Erwärmung angetriebene, böige vertikale *Luftbewegung* mit grob inhomogener Struktur in einer instabilen Luftsicht auf die vertikale Kernverteilung. Es ist meist die Bodenluftsicht, die mehr oder weniger hoch hinauf vom Spiel der lokal begrenzten, auf- und absteigenden Luftströme beherrscht wird, soweit ihre Stabilität dies zuläßt. Aber auch höher gelegene Schichten, unterhalb deren Ruhe besteht, zeigen mitunter infolge ihrer Instabilität solche Bewegungen.

Eine Folge hiervon bis zur Höhe von einigen hundert Metern über dem Boden sind *lokale Schwankungen der Kernzahl*, bedingt durch den Charakter des Geländes und seine jeweilige Kernproduktion.

Weiterhin erklärt sich auf diese Weise eine auffällige Erscheinung, nämlich die *Zunahme der Kernzahl vom Boden aus nach oben*, ohne daß diese Zunahme, wie in einer Inversion, durch gleichzeitige Abnahme der Feuchtigkeit begründet wäre. Beispiele hierfür zeigen die Fahrten 3, 10, 11. Auch in höher gelegenen Schichten kommen dieselben Verhältnisse vor (Fahrt 5

1) F. Linke, Aeronaut. Meteorologie, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 48; C. Dorno, Licht und Luft des Hochgebirges, Braunschweig 1911. p. 77; A. Gockel, Luftelektr. Beobacht., Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges. 54. Abh. 1. p. 24 u. 29. 1917.

2) W. Peppler, Arbeiten d. Kgl. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenbergs 7. p. 243. 1912; 8. p. 255. 1913.

in 680 bis 1120 m; Fahrt 12 in 695 bis 900 m). In allen solchen Fällen ist die betreffende Luftsicht infolge ihres großen Temperaturgradienten instabil und setzt der vertikalen Luftbewegung keinen Widerstand entgegen. Die aufsteigenden erwärmten Luftmassen mit hoher Kernzahl, besonders Rauchsäulen, kommen dann an der oberen Grenze der Schicht in einer darüber liegenden Sperrsicht zum Halten und breiten sich pinienartig aus. In dieser Sperrsicht, die sich fast immer nachweisen lässt, erreicht die Kernzahl ihr Maximum.

c) Dunstschichten.

Als Dunstschicht bezeichnet man eine Luftsicht, wenn das Auge in ihr eine Trübung bemerkt, sei es durch Begrenzung der Fernsicht oder durch die eigentümliche, bläuliche, weiße oder graue Färbung, die der Dunst der Luft erteilt. Der *Kerngehalt von Dunstschichten* ist häufig besonders groß, jedoch keineswegs immer. Denn es gibt Luftrübungen, deren mechanische Elemente nicht Kondensationskerne sind, sondern größerer oder feinerer *Staub*, der bei der Nebelbildung unwirksam bleibt.¹⁾ Auch kann durch optische Inhomogenität der Luft (*Schlierenbildung*) dunstartige Trübung entstehen.

Staubtrübung ohne Kernwirkung kommt besonders in den bodennahen Schichten, aber auch in allen Höhenlagen vor.²⁾ Die anomale Trübung der Atmosphäre von 1912 brachte keine Erhöhung der Kernzahl mit sich.³⁾ Die durch Wüststaub bei Scirocco stark getrübte Luft in Palästina ist nach Herrn Koppes Beobachtungen auffallend kernarm (vgl. Abschnitt IIa).

Besteht der Dunst dagegen vorwiegend aus Kernen, und zwar aus hygroskopischen Kernen, so kann eine *Parallelität von Kernzahl und Dunststärke* auftreten, jedoch nur bei konstanter Luftfeuchtigkeit. Ändert sich die Luftfeuchtigkeit bei konstanter Kernzahl, so ändert sich die Dunststärke mit der Feuchtigkeit gleichsinnig. Im Abschnitt IVb 1 ist diese Beziehung näher untersucht worden.

1) Näheres hierüber im Abschnitt IIa.

2) J. v. Hann, Lehrb. d. Meteorologie, 3. Aufl., Leipzig 1915. p. 15.

3) A. Wigand, Meteorolog. Zeitschr. 1912. p. 533; 1913. p. 249.

Bei den hier behandelten Ballonfahrten ist einige Male eine deutliche Parallelität von Kernzahl und Dunststärke festgestellt worden (Fahrt 5 in 680 bis 1120 m; Fahrt 6 in 1250 bis 1310 m).

Mit der Tatsache mehrerer Kernzahlmaxima und Minima übereinander steht die Beobachtung im Einklang, daß häufig mehrere, durch dunstfreie Zwischenräume getrennte Dunstschichten (oder Dunststreifen von geringer Mächtigkeit) übereinander auftreten (Fahrten 5, 6, 10). Man kann dies auch vom Boden aus in den unteren Luftschichten nicht selten beobachten.¹⁾ In größerer Höhe konnte ich eine solche abgetrennte Dunstschicht über dunstfreier Luft in 4400 bis 5150 m gelegentlich einer Hochfahrt am 28. September 1912 feststellen.²⁾

Zwischen Dunststärke und Luftfeuchtigkeit wird gleichfalls öfters im Ballon ein *paralleles Verhalten* beobachtet. Wenn der Dunst aus hygroskopischen Kernen besteht, so ist seine Dichte an der Basis von Cu und allgemein vor Entstehung von Wolken, wo die Feuchtigkeit hoch ist, besonders groß.³⁾ In einer Dunstschicht scheint die Trübung meist nahe an ihrer oberen Grenze am stärksten zu sein, was entweder in hoher Feuchtigkeit oder großer Kernzahl begründet ist.

Zum genaueren Studium der Beziehungen zwischen Kernzahl, Dunststärke und Feuchtigkeit fehlte es bisher an einer brauchbaren Meßmethode für die Dunststärke (Sicht). Es ist zu hoffen, daß der *Sichtmesser*⁴⁾ hierzu nützlich sein wird.

Die schon von anderen Beobachtern aufgeworfene, aber noch nicht gelöste Frage nach den *Bedingungen für die Ausbildung einer nach oben scharfen Grenze einer Dunstschicht*, läßt sich auf Grund der Beobachtungen bei den 14 Ballonfahrten nunmehr beantworten. A. Wegener⁴⁾ hält es für nicht unwahrscheinlich, daß ein Sprung der relativen Feuchtigkeit an der Dunstgrenze die alleinige Ursache für die markante Änderung der Durchsichtigkeit der Luft sei, daß also nur die Kerngröße und nicht die Kernzahl oberhalb und unterhalb der

1) H. v. Ficker, Meteorolog. Zeitschr. 1906. p. 31; A. Wigand, Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5. p. 189. 1913.

2) A. Wigand, Meteorolog. Zeitschr. 1912. p. 533.

3) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 20. p. 151. 1919.

4) A. Wegener, l. c. p. 245—248.

Schichtgrenze erheblich verschieden ist. Nach Linke¹⁾ soll dagegen die Dunstgrenze, die mit der unteren Grenze einer Inversion zusammenfallend angenommen wird, eine besonders hohe Kernzahl besitzen, da die Fallgeschwindigkeit der Kerne in der wärmeren, oberen Schicht größer ist als in der kälteren in der Dunstgrenze.

Beide Anschauungen enthalten etwas Richtiges. Die Beobachtungen zeigen jedoch, daß die wirklichen Verhältnisse verwickelter sind.²⁾ Bei den hier behandelten Ballonfahrten ist in 12 Fällen das Verhalten von Temperatur, Feuchtigkeit und Kernzahl beim vertikalen Durchfahren einer Dunstgrenze soweit beobachtet worden, daß man danach ungezwungen zwei verschiedenartige Klassen von Dunstgrenzen zu unterscheiden hat und ihre Entstehung erklären kann.

Eine scharfe Dunstgrenze tritt in einer bestimmten Höhe auf, entweder

1. bei *hoher*, über der Dunstgrenze schnell abnehmender *relativer Feuchtigkeit*, verbunden mit *kleiner Kernzahl* ohne Maximum in und ohne Abnahme über der Dunstgrenze, während zuweilen verhältnismäßig *tiefe Temperatur* in der Dunstgrenze herrscht; oder

2. bei *niedriger relativer Feuchtigkeit*, verbunden mit *großer*, über der Dunstgrenze schnell abnehmender *Kernzahl*, während häufig relativ *hohe Temperatur* in der Dunstgrenze herrscht.

Folgende Beispiele sind für die beiden Klassen von Dunstgrenzen anzuführen:

1. Klasse		2. Klasse	
Fahrt:	Höhe:	Fahrt:	Höhe:
1	2980 m	2	480 (590) m
6	985 "	5	280 "
8	1450 "	6	1810 "
9	2800 "	7	580 "
10	1720 "		
10	2205 "		
11	1685 "		

1) F. Linke, Aeronaut. Meteorologie, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 42.

2) Vgl. auch R. Süring, Wissenschaftliche Luftfahrten, herausgeg. von R. Aßmann und A. Berson, Braunschweig 1900, 2. p. 189.

Ausschlaggebend für die *Ausbildung der Dunstgrenze* ist, daß im ersten Falle die Feuchtigkeit, im zweiten Falle die Kernzahl in der betreffenden Höhe ein scharfes Maximum hat oder wenigstens nach oben schnell abnimmt.

Bei der *ersten Klasse* sind die Kerne zwar nicht besonders zahlreich, aber wegen der hohen Feuchtigkeit gerade in der Dunstgrenze sehr groß und wirken daher optisch als starker Dunst, während dicht darüber wegen der geringen Feuchtigkeit die Kerne klein sind und deshalb die Luft besonders rein erscheint. Die infolge der großen Feuchtigkeit großen Kerne haben in der Dunstgrenze eine große Fallgeschwindigkeit, wodurch die Kernzahl jedenfalls nicht hoch sein kann und über wie unter der Dunstgrenze nicht wesentlich verschieden ist. Häufig (jedoch nicht immer) ist in Verbindung mit dem Feuchtigkeitsmaximum ein *Temperaturminimum* vorhanden (untere Grenze einer Inversion oder Isothermie), das aber keinen direkten Einfluß auf Kernzahl und Dunststärke hat.

Bei der *zweiten Klasse* sind die Kerne in der Dunstgrenze wegen der geringen Feuchtigkeit zwar klein, haben sich dort aber infolge ihrer durch ihre Kleinheit bewirkten geringen Fallgeschwindigkeit stark angehäuft und wirken aus diesem Grunde als wesentlich stärkerer Dunst im Vergleich mit der kernarmen Luft dicht darüber. Die Ansammlung der Kerne in der Dunstgrenze und darunter hat ihre Ursache in der durch relativ hohe Temperatur bewirkten geringen Luftdichte über der Grenze; man findet die Dunstgrenzen dieser Art meist im oberen Teile einer Inversion oder Isothermie, im Zusammenhang mit der geringen Feuchtigkeit in gleicher Höhe.

Dunstgrenzen gelten aeronautisch als *Stabilitätszonen*. Sie sind es jedenfalls in den Fällen der zweiten Klasse, da sich hier die Grenze im Innern einer als Sperrsicht wirkenden Inversion oder Isothermie befindet, wodurch die Luft oberhalb wie unterhalb der Dunstgrenze stabil ist. Bei der ersten Klasse beginnt manchmal mit der Dunstgrenze nach oben zu einer stabile Schicht.

Die *vertikale Temperaturverteilung unter und über einer Dunstgrenze* braucht nicht notwendig als Ursache zur Ausbildung der Dunstgrenze beigetragen zu haben, sie kann umgekehrt auch durch die *Dunstschicht und ihre obere Begrenzung*

maßgebend beeinflußt sein, und zwar dadurch, daß sich eine Dunstschicht zur Sonnenstrahlung anders verhält als reine Luft. Diese Wirkung zeigt sich für die beiden Klassen von Dunstgrenzen in verschiedener Weise.

Bei Dunstgrenzen der ersten Klasse ist mitunter die Luftsicht über der Dunstgrenze relativ warm. Fahrt 1 in 2980 m, Fahrt 9 in 2800 m, Fahrt 10 in 1720 und 2205 m zeigen, daß über der Dunstgrenze jedesmal eine Isothermie liegt und unter der Grenze normale Temperaturabnahme nach oben herrscht. Zur Erklärung dieser Erscheinung kann man annehmen, daß die Dunstgrenze durch Reflexion der Sonnenstrahlung an den Dunstteilchen die Erwärmung der nächsten höher liegenden Luftsicht bewirkt hat, ähnlich wie auch die Erdoberfläche oder eine Wolkenoberfläche auf die darüberliegende Luftsicht erwärmend wirkt. Dadurch würde eine vorher bestehende normale Temperaturabnahme nach oben abgeschwächt und in eine Isothermie oder Inversion verwandelt werden. Die Dunstgrenze bewirkt alsdann eine Stabilisierung der über ihr liegenden Luftsicht.

Bei der zweiten Klasse von Dunstgrenzen ist die Luftsichtung unterhalb der Grenze stabiler als darüber. Fahrt 2 zeigt, daß der untere Teil der Inversion bis zur Dunstgrenze in 480 m eine stärkere Temperaturzunahme nach oben hat als der über der Grenze liegende Teil der Inversion. Bei Fahrt 5 liegt unter der Dunstgrenze in 280 m eine Inversion, darüber eine Isothermie. Bei Fahrt 6 ist die Temperaturzunahme nach oben unterhalb der Grenze des Dunststreifens in 1310 m größer als darüber; Fahrt 7 zeigt dasselbe für die Dunstgrenze in 580 m. Die Erklärung für diese Erscheinung ist darin zu finden, daß die Sonnenstrahlung in den oberen Teilen der Dunstschicht durch die zahlreichen Kerne stark absorbiert wird und eine Erwärmung der umgebenden Luft bewirkt. Eine Folge dieser Erwärmung ist dann auch das Steigen der Dunstgrenze (Fahrt 2 von 480 auf 590 m) und die Auflockerung der Dunstschicht (vgl. Abschnitt IVb 4).

V. Zusammenfassung.

1. Bei 14 Freiballonfahrten wurden Messungen der Kondensationskernzahl und der meteorologischen Elemente mit

besonderer Berücksichtigung der Luftschichtung bis 9000 m Höhe ausgeführt.

2. Die Gesetzmäßigkeiten für die Änderung der Kernzahl mit der Höhe werden aus den Beobachtungen abgeleitet und erklärt.

3. Die Berechnung der mittleren vertikalen Kernverteilung bei antizyklonalem Wetter ergibt drei Hauptstufen, innerhalb deren die Kernzahl logarithmisch mit zunehmender Höhe abnimmt. In jeder höheren der drei Hauptstufen nimmt die Kernzahl langsamer nach oben ab als in der tieferen.

4. Die zyklonale vertikale Kernverteilung weicht in bestimmter Weise von der antizyklonalen ab.

5. Die Unterschiede zwischen der vertikalen Kernverteilung im Einzelfalle und der mittleren werden durch die Luftschichtung bestimmt. Die Zustandskurve der Kernzahlen kann mehrere Maxima und Minima übereinander aufweisen.

6. In einer einheitlichen Luftschicht ändert sich die Kernzahl mit der Höhe nach Maßgabe der durch Luftfeuchtigkeit, Bewölkung, Luftpumpe und vertikale Luftbewegung bedingten Fallgeschwindigkeit der Kerne; diese Zusammenhänge werden untersucht.

7. Eine Beziehung zwischen Luftfeuchtigkeit und Größe hygroskopischer Kerne wird aufgestellt und auf den Zusammenhang zwischen Luftfeuchtigkeit, Kernzahl und Sicht angewandt.

8. Die Eigenschaften kernhaltiger Dunstschichten werden behandelt und die Bedingungen für die Ausbildung einer scharfen Dunstgrenze geklärt.

Halle a. S., Physikalisches Institut der Universität,
im März 1919.

(Eingegangen 7. April 1919.)

Nachträge bei der Korrektur:

1. (Zu p. 729, Abschnitt IVb 1.) Für die Sichtweite in Wolken und bei Regenfall hat W. Trabert (Meteorol. Zeitschr. 1901. p. 518) einen ähnlichen Ansatz wie Gleichung (8), der durch Beobachtungen bestätigt ist, aufgestellt: „Die deutliche Schweite in einer Wolke ist

direkt proportional dem Radius der Tröpfchen und verkehrt proportional der in der Volumseinheit des Mediums enthaltenen Masse der Tropfen.“ Setzt man die Tropfenmasse in 1 cm^3 gleich $K \cdot 4/3 \pi r^3$, so wird die Trabertsche Beziehung identisch mit Gleichung (8).

2. (Zu p. 781, Abschnitt IVb 1.) Für ungeladene Nebelkerne, die durch ultraviolettes Licht in feuchter Luft gebildet werden, fand S. Sachs (Diss. Heidelberg 1910; Ann. d. Phys. 34. p. 469. 1911) aus der zur Kondensation nötigen Übersättigung als größten Kernradius $r = 7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$; vgl. auch P. Lenard und C. Ramsauer, Heidelb. Ber. 1910, 31. Abh., p. 7. Diese Kerne sind anscheinend Molekulkomplexe des Gases ohne hygroskopisches Substrat und wirken unterhalb der Sättigung nicht sichtbar kondensierend. Für die großen (Langevin-) Ionen der Atmosphäre bestimmte J. A. Pollock (Phil. Mag. 29. p. 514. 1915) aus der Beweglichkeit die Größenordnung des Ionenradius zu $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Diese Ionen wachsen zwar mit zunehmender Luftfeuchtigkeit, kondensieren aber sichtbar erst bei Übersättigung. Die für chemisch-hygroskopische Kerne aufgestellte Gleichung (1) für die Beziehung zwischen Kerngröße und Feuchtigkeit ist daher auf diese Ionen nicht anwendbar. Die kondensierende Wirkung der Ionen ist als Oberflächenwirkung anzusehen, während bei den chemisch-hygroskopischen Kernen eine Aufnahme des kondensierten Wassers in der gesamten Kernmasse, die sich in dem Wasser löst, stattfindet.

*2. Experimenteller Nachweis der Schwereänderung,
die ein auf normal geformter Erdoberfläche in
östlicher oder westlicher Richtung bewegter Körper
durch diese Bewegung erleidet;*

von Roland Eötvös.

§ 1. Einleitung.

Daß ein Körper bei seiner Bewegung nach Osten an Schwere abnehmen, bei einer Bewegung gegen Westen aber zunehmen müßte, ist ein unbezweifeltes Postulat der Galilei-Newtonischen Mechanik. Die Größe dieser Schwerebeschleunigungsänderung beträgt auf ein ruhendes Sonnensystem bezogen

$$(1) \quad \Delta g = - 2 \Omega \cos \varphi \frac{dy}{dt},$$

wo Ω die Drehungsgeschwindigkeit der Erde bedeutet:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{86164} = 0,000073,$$

φ die geographische Breite und dy/dt die Geschwindigkeit, bezogen auf ein rechtwinkeliges Koordinatensystem, in welchem die Achsen X, Y, Z mit den Himmelsrichtungen Nord, Ost und lotrecht nach unten zusammenfallen.

Ein direkter Nachweis der Richtigkeit des an sich so klaren Postulats ward aber bis vor einem Vierteljahrhundert noch nicht erbracht. Einen solchen haben wir erst den tiefbegründeten Bestrebungen zu verdanken, welche zur Erkenntnis der Schwereverhältnisse auch auf hoher See führten. Und merkwürdigerweise war es ein begangener Fehler, der den richtigen Weg vorzeichnete. („Citius enim emergit veritas e falsitate, quam e confusione.“ Baco).

Prof. Heckers zwei denkwürdige Fahrten auf hoher See: die im Jahre 1901 auf dem Atlantischen Ozean, die zweite vom 23. März 1904 bis zum 8. April 1905 auf dem Indischen Ozean und dem Großen Ozean erregten das Interesse eines

jeden, sich mit Fragen über Schwere beschäftigenden Fachmannes. So auch meines. Bald bemerkte ich, daß bei Berechnung der Resultate der Einfluß der Schiffsbewegung, der sich bei der sonst erreichten Genauigkeit mit gewissen im voraus berechenbaren Werten hätte fühlbar machen müssen, diesen Voraussetzungen nicht entsprach. Zur Hebung aller Zweifel ward nun die neue Durchsicht und neue Berechnung auch des älteren Beobachtungsmaterials wünschenswert. Prof. Dr. Hecker aber, an den ich mich mit der Bitte wandte, eine solche Neuberechnung zu veranlassen, tat noch ein Übriges. Es gelang seiner allen Schwierigkeiten gewachsenen Rührigkeit, die damalige kais. russ. Regierung zur Ausrüstung einer neuen Expedition zu gewinnen, und im Mai des Jahres 1908 führte er neue Fahrten und neue Messungen auf dem Schwarzen Meere aus, teilweise dieselben Wege auf der Meeressoberfläche, aber in entgegengesetzten Richtungen befahrend. Die Differenzen der Fahrtgeschwindigkeiten gegen Ost und gegen West erreichten hier nahezu 45 km pro Stunde; nach Formel (1) waren demnach die Schwerebeschleunigungsdifferenzen annähernd

$$\Delta g = 0,707 \cdot 0,000146 \frac{4\ 500\ 000}{3\ 600} = 0,129 ,$$

eine Veränderung, groß genug, um schon bei den am primitivsten ausgeführten Versuchen der weiter unten festgestellten Methoden erkannt werden zu können. So wurde dann aus den scheinbaren Widersprüchen, die Heckers Beobachtungen auf hoher See wachzurufen schienen, die erste tatsächliche Bestätigung der alten Theorie gewonnen.

§ 2. Möglichkeit, den Nachweis auch bei viel kleineren Geschwindigkeiten im Laboratorium zu erbringen. Die Resonanzmethode.

Ein Blick auf Gleichung (1) zeigt uns, daß bei der Bewegung nach Osten die Schwerebeschleunigungsabnahme pro 1 cm/sec. Geschwindigkeit und 1 g Masse unter dem 45. Breitengrade $\Delta g = -0,000108$, also 1 Zehntausendstel der Beschleunigungseinheit in C.G.S., also etwa ein Zehnmillionstel des Körpergewichthes beträgt. Somit ist z. B. vorauszusehen, daß ein wohlgenährter Mann von 100 kg Gewicht bei seinem behäbigen Spaziergange mit 1 m Geschwindigkeit pro Sekunde auf normal geformter Erdoberfläche um

$$2 \frac{10\,000\,000}{10\,000} = 2000 \text{ C.G.S.},$$

d. i. um etwa 2 g Gewicht leichter ist, wenn er nach Osten fortschreitet, als wenn er dann gegen Westen zurückkehrt. Versuche aber, die eine Herstellung gleichmäßig gerader Bewegungen erheischen, sind kaum genau zu verwirklichen, und so nehmen wir auch in diesem Falle Zuflucht zur leichter und genauer herstellbaren Kreisbewegung.

Ein Körper etwa von der Form eines an den Enden belasteten Wagebalkens soll um eine dem Schwerpunkte nahe gelegte lotrechte Achse gedreht werden. Die Massen bewegen sich daher periodisch abwechselnd nach östlicher, dann nach westlicher Richtung und den so entstehenden Schwereänderungen entsprechend müssen periodische Schwingungen auftreten, die, durch Multiplikation stets heranwachsend, einen durch die Dämpfungskraft begrenzten maximalen Grenzwert erreichen. Es ist dies der Fall erzwungener Schwingungen, wie er sich bei der Resonanz ergibt, deren Theorie von Helmholtz in seiner theoretischen Physik so meisterhaft behandelt wird.

§ 3. Größe der durch Resonanz erzielbaren maximalen Ausschläge.

Wir werden uns nun im folgenden auf den Fall eines in bezug auf drei aufeinander normale Ebenen symmetrischen Körpers beschränken, der um eine horizontal gestreckte Achse frei (etwa auf Schnitten) schwingen kann. Es seien dann a, b, c die mit dem Körper festverbundenen Koordinatenachsen, b die Richtung dieser Drehungssachse, und in der Ruhelage sei a horizontal, c lotrecht positiv nach abwärts gerichtet.

Ferner seien X, Y, Z die Richtungskoordinaten im Welt- raume, X nach Norden, Y nach Osten, Z lotrecht abwärts; ρ_b und ϱ_c die Radien der Kreise oder deren Teile, welche ein Element dm des schwingenden Körpers um die Achse b bzw. c beschreibt, schließlich seien auch a, b, c die laufenden Koordinaten des Elementes dm in bezug auf die Achsen a, b, c .

Es mögen hier der Kürze wegen nur die aus der im einzelnen durchgeführten Theorie folgenden, resultierenden Formeln für kleine Schwingungen Platz finden. Der Schwereverlust dieses

Elementes dm des Schwingungskörpers ist dann laut Gleichung (1), da

$$y = \varrho_c \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right),$$

wo α der Winkel ist, den ϱ_c mit a bildet:

$$\begin{aligned} dm \cdot dg &= -2\Omega \cos \varphi \varrho_c \frac{d}{dt} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right) dm \\ &= -2\Omega \cos \varphi \varrho_c \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right) \cdot dm. \end{aligned}$$

Das hinzutretende Drehungsmoment in der lotrechten Ebene ac wird, wenn a_0 die normale Entfernung der Kraft $dm \cdot dg$ von der b -Achse bedeutet:

$$f = a_0 dm \cdot dg = -2\Omega \cos \varphi \frac{2\pi}{T} a_0 \varrho_c dm \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right).$$

Das Drehungsmoment der auf den ganzen Körper wirkenden Kräfte kann nach einigen geometrischen Transformationen für kleine Schwingungen näherungsweise geschrieben werden:

$$F = \left(-\frac{4\pi}{T}\Omega \cos \varphi \int a^2 dm\right) \cos \frac{2\pi}{T}t;$$

setzen wir

$$(2) \quad A = -\frac{4\pi}{T}\Omega \cos \varphi \int a^2 dm,$$

so ist

$$(3) \quad F = A \cos \frac{2\pi}{T}t.$$

Nun sagt die Theorie der Resonanz, daß wenn irgendeine Vorrichtung von der Schwingungsdauer T_0' und dem Trägheitsmoment K_b einem periodischen Impulse $= A \cos \frac{2\pi}{T}t$ unterworfen wird und sich dabei dem Isochronismus $T_0' = T$ nähert, dann die Amplitude sich einem maximalen Endwert nähert, der wird

$$A_{\max} = \frac{A T_0'}{2\pi k K_b},$$

wo k die Dämpfungskonstante

$$k = \frac{4 \log \vartheta}{T}$$

und ϑ das Verhältnis der Größe eines Ausschlages zur Größe des vorangehenden bedeutet. Dabei ist T_0' die doppelte Schwingungsdauer des Wagebalkens, wenn auf ihn außer der gewöhnlichen Erdschwere noch die Zentrifugalkraft wirken würde, die infolge der Rotation um die lotrechte Achse Z entsteht; hin-

gegen T diejenige doppelte Schwingungsdauer, die der *ungedrehte, gedämpfte Balken* besitzt.

Weiter ist dann abgesehen vom Vorzeichen:

$$(4) \quad A_{\max} = \frac{T_0'}{2\pi k} \cdot \frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \cdot \frac{1}{K_b} \int a^3 dm.$$

Wir suchen den Wert

$$(5) \quad \Omega \cos \varphi = \frac{A_{\max} k K_b}{2 \int a^3 dm}$$

und haben somit diesen auch durch eine gut definierbare Größe ausgedrückt.

Es stehen mir derzeit keine systematisch ausgeführten Beobachtungsresultate zur Verfügung, ich kann sie auch in krankem Zustande nicht so schnell ersetzen, doch will ich erwähnen, daß ich bei meinen Versuchen metallene Balken von ungefähr 20—30 Sekunden doppelter Schwingungsdauer benutzte, die dem zu erreichenden Zwecke genüge leisteten.

§ 4. Wie kann der maximale Ausschlag erzwungener Schwingungen beobachtet und gemessen werden?

Ist die Maximalamplitude gehörig groß, erreicht sie z. B. den Wert von einigen Winkelgraden, so ist das Heranwachsen derselben bis zum erreichbaren Grenzwert schon mit freiem Auge leicht zu verfolgen. Sie kann auch mit Hilfe von Zeigern, wie an gewöhnlich gebrauchten Wagebalken, der Grenze der Meßbarkeit näher gerückt werden. Bei kleineren Ausschlägen jedoch und zur Verschärfung der Meßbarkeit wird es aber notwendig sein, auch die gebräuchlichen optischen Hilfsmittel der Winkelmessung zu verwenden. Die Erscheinung tritt dann in sehr gefälliger Form auf, die auch als Vorlesungsversuch gut verwertet werden kann.

Um Irrungen, denen wir hier unterworfen sein könnten, vorzubeugen, will ich hier besonders hervorheben, daß schon die im Weltraume unveränderte Richtung des um eine lotrechte Achse gedrehten Schwingungskörpers ein Beweis ihrer Schwingung ist; denn sie kann nur dann zu stande kommen, wenn sich die Kreisbewegung jedes Massenelementes mit einer entsprechenden periodischen Bewegung desselben zusammensetzt. Die durch das Drehen bewirkte Neigung des Schwingungskörpers dient dann als Maß der maximalen Amplitude.

Sehen wir uns nun die von mir gebrauchten Vorrichtungen in der Fig. 1 etwas näher an. Auf festem, schwankungen nicht unterworfenem Unterbau wird ein dem des Theodoliten ähnliches, drehbares Gestell mit Hilfe von Stellschrauben so aufgestellt, daß seine Drehung genau um die Lotrichtung geschehe.

Die Drehung besorgt ein entsprechendes Uhrwerk.

Schwingungen des Balkens *B* werden dann auf folgende Art sichtbar und meßbar gemacht. Ein durch eine gut leuchtende Lampe (*Q*) erhältliches Diaphragma (*D*) wird möglichst genau in der Drehungsachse aufgestellt. Die von da ausgehenden

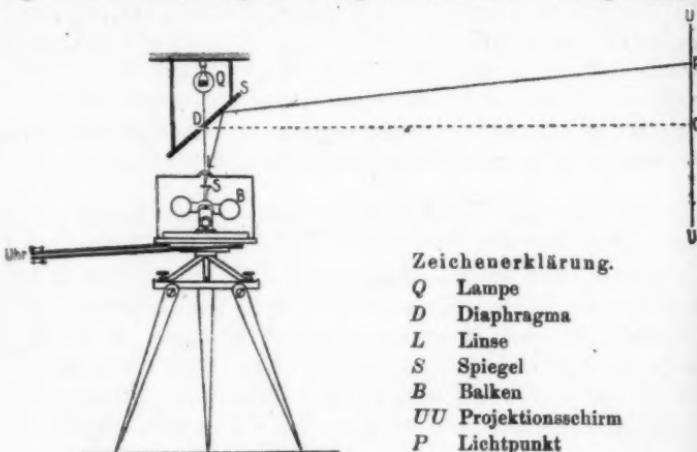


Fig. 1.

Strahlen fallen dann durch die Linse (*L*) auf einen am Balken (*B*) befestigten Spiegel (*S*), werden von dort reflektiert und gehen noch einmal durch *L*, fallen auf die untere, versilberte Platte, werden von dort nochmals reflektiert und gelangen nach dem Punkte *P* des Schirmes.

Der Lichtpunkt *P* beschreibt dann folgende Bewegungen.

Im Falle einer ganz fehlerfreien Einstellung des reflektierenden Balkenspiegels, nämlich wenn in der Ruhelage des Balkens die Achse des Spiegels sowie auch der einfallende Lichtstrahl genau lotrecht sind, wird der Lichtpunkt *P* auf dem Schirme *UU* während einer Umdrehung des Balkens zwei gleiche, also zusammenfallende kreisförmige Schlingen be-

schreiben; Fig. 2 kann dies veranschaulichen. Während nämlich der Balken sich in dem Halbkreis I, II, III, IV, V bewegt, umkreist der Punkt P den ganzen Kreis 1, 2, 3, 4, 5.

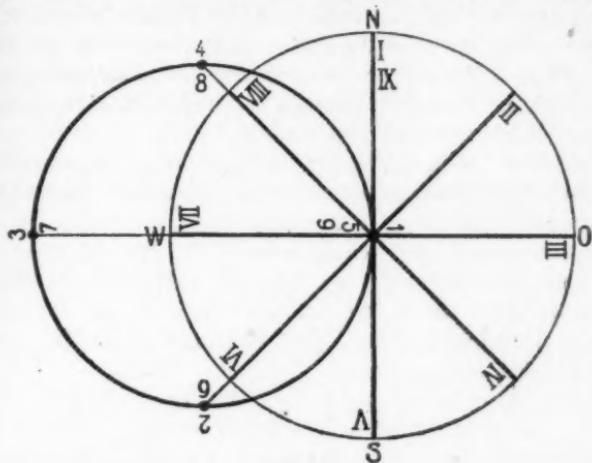


Fig. 2.

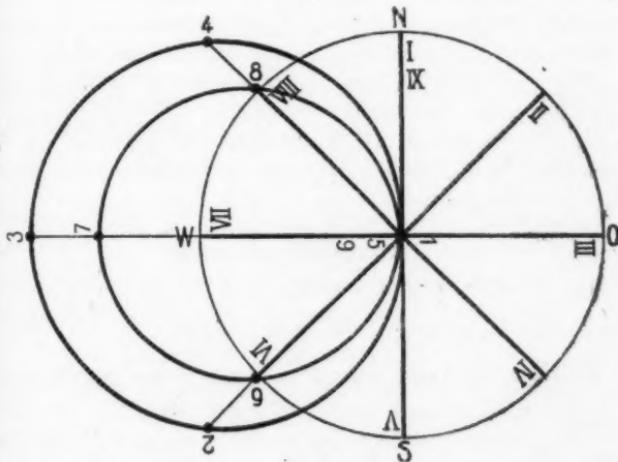


Fig. 3.

Diese vollkommene Einrichtung ist aber kaum zu erreichen und die Exzentrizität verrät sich dadurch, daß die

zwei während einer Umdrehung aufeinander folgenden Schlingen ungleich werden, also sich auch trennen müssen. Der Punkt P bewegt sich längs Kurven von der Form Fig. 3. Die Erscheinung tritt so in dieser zweiten Form noch deutlicher hervor. Das Maß der Amplitude haben wir dann bei fehlerloser Einstellung in den Dimensionen der einen einzigen, bei exzentrischem Einstellen dagegen in den mittleren Dimensionen beider Schlingen zu suchen.

Genaue Daten anzugeben ist mir leider unmöglich, da ich meine Arbeiten infolge schwerer Krankheit unterbrechen mußte und, noch heute bettlägerig, sie nicht voreilig ergänzen kann. Erwähnen will ich aber doch, daß ich mit einer Umdrehungsgeschwindigkeit von zwanzig und einigen Sekunden Schwingungen erzielte, die sich auf einem um etwa 5 m entfernten Projektionsschirm durch Schlingen von 1 m Durchmesser erkennbar machten.

Eine Hauptbedingung der erfolgreichen Ausführung dieser dargelegten Methode ist die Notwendigkeit einer möglichst erschütterungsfreien Aufstellung; denn Erschütterungen, besonders wenn sie periodischer Natur wären, könnten die zu untersuchenden Schwingungen dadurch verfälschen, daß sie die gesuchten Perioden durch ihre eigenen störend beeinflußten.

Dann ist natürlich eine Hauptbedingung des Erfolges die Benutzung eines tadellosen Uhrwerkes mit kontinuierlichem Gange. Ich benutzte ein ausgezeichnetes Uhrwerk aus den Cambridger Werkstätten, das zum Betriebe astronomischer Fernrohre bestimmt war.

§ 5. Kompensationsmethode.

In der Gleichung (4) erhielten wir

$$A_{\max} = \frac{2 \Omega \cos \varphi}{k K_b} \int a^2 dm,$$

ein Ausdruck, der uns der vollen Lösung der Aufgabe wohl näher bringt, doch noch nicht völlig befriedigt. Die Definition der Dämpfungskonstante k ist nämlich durch die Gleichung

$$k = \frac{4 \log \vartheta}{T}$$

einwertig definiert, jedoch gehörte ein eigenes Studium dazu, den zu gebrauchenden Wert von $\log \vartheta$ festzustellen.

Diesem Mangel können wir durch ein Verfahren, das wir Kompensation nennen wollen, zweckentsprechend vorbeugen.

Wir können unseren schwingenden Balken auch anderen periodischen Impulsen aussetzen als den durch die Erddrehung bewirkten. Besonders eignen sich hierzu magnetische Kräfte. Auf unseren schwingenden Balken, um die Mitte desselben wollen wir einen oder zwei kleine Magnete so befestigen, daß ihre Achsen lotrecht und der Südpol nach unten gerichtet seien.

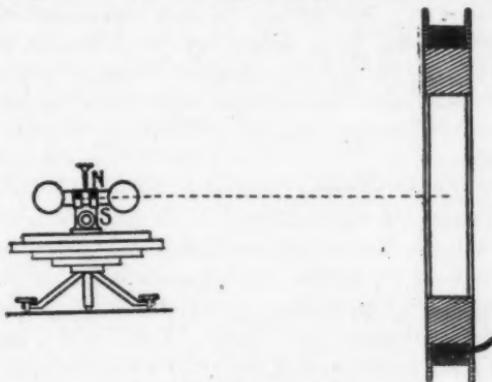


Fig. 4.

Durch einfache Superposition der zwei Wirkungen (Erddrehung, magnetische Horizontalkraft) erhalten wir dann die Amplitude

$$\mathfrak{A} = \frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \int a^3 dm - h \cdot M$$

und, wenn Isochronismus $T_0' = T$ und zugleich auch Ruhe d. i. $\mathfrak{A} = 0$ wird:

$$(6) \quad \Omega \cos \varphi \frac{4\pi}{T} \int a^3 dm = H \cdot M.$$

H bedeutet die im Beobachtungsraume durch Zusatz einer horizontalen Kraft Δh erzielte Gesamtkraft, nämlich $H = h + \Delta h$ und M das magnetische Moment der Magnete. Diese magnetische Zusatzkraft wird am zweckmäßigsten durch elektromagnetische Spulen wie in Fig. 4 erregt. So löst Formel (6) vollständig das von uns gestellte Problem; somit ist

$$\Omega \cos \varphi = \frac{T}{4\pi} \frac{1}{\int a^3 dm} H \cdot M,$$

also das Gesuchte ausgedrückt durch gut meßbare Größen.

§ 6. Schlußbemerkungen.

Der Fachgenosse, der sich die Mühe gab, das hier Vorgebrachte durchzulesen, und vielleicht auch einiges Interesse daran fand, möge mir manches entschuldigen, so besonders, warum ich meine Beobachtungen nicht mit mehr, wenn auch nur vorläufigen Daten illustriert habe. Die Art und Weise der Entstehung dieser Schrift kann dafür Aufklärung geben. Seit vier Monaten ans Bett gefesselt, konnte ich keine neuen Versuche ausführen. Mit der Publikation des bisher Erreichten konnte ich jedoch nicht länger warten. Am 10. Mai 1917 führte ich nämlich der in meinem Hörsaal versammelten Ung. Mathematischen und Physikalischen Gesellschaft den beschriebenen Versuch, begleitet von kurzen mündlichen Erklärungen, vor.

Einige Tage nachher besuchte mich Hr. Desiderius Korda, Dozent am Polytechnikum in Zürich, und bat mich, mit dem Versuch die Schweizerische Geophysikalische Gesellschaft bekannt machen zu dürfen. Tatsächlich zeigte er dann auch heranwachsende Amplituden seines Balkens.¹⁾ Hr. Dozent Korda tat aber noch ein Übriges. Unter dem Titel: „Relations entre les expériences d'Eötvös et de Foucault concernant la rotation de la Terre“²⁾ veröffentlichte er Betrachtungen, deren Ziel und Zweck ich nicht recht versteh. Es steht mir aber ferne, mich zugleich mit meiner Publikation in eine Polemik einzulassen.

Eines kann ich aber zum Schlusse doch nicht unterlassen; ich will meinem lieben Kollegen Hrn. Prof. I. Fröhlich meinen wärmsten Dank aussprechen für die Hilfe, die er mir, dem kranken Manne, besonders in der Zusammenstellung der komplizierteren Formeln des § 3 angedeihen ließ. Und nicht nur der älteren, auch der jüngeren Freunde sei hier dankend Erwähnung getan, so vor allem des Hrn. Eugen Fekete, der bei der Zeichnung, der Herstellung der Figuren und dieser Abhandlung im ganzen mir sehr große Hilfe leistete.

Budapest, 31. März 1919.

1) D. Korda, Extrait des Archives des Sciences Physiques et Naturelles. Genève, Novembre t. XLIV. p. 369—370. 1917.

2) Extrait des Communication de la Société Suisse de Physique, Decembre 1918. p. 388—340.

3. Über die Temperaturabhängigkeit
der Dielektrizitätskonstanten von Gasen;
von Hans Rieger.

Die Abweichungen von der Clausius-Mossottischen Formel, welche eine Reihe von Dielektrika bei Temperaturänderungen aufweisen, waren Ursache zur Aufstellung neuerer Theorien über dielektrische Körper.

Unter der Voraussetzung, daß im Innern der Moleküle außer Verschiebungselektronen auch fertige elektrische Dipole vorhanden sind, vermag Hr. Debye¹⁾ eine Abnahme des charakteristischen Ausdrucks $\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{1}{\epsilon}$ mit steigender Temperatur zu erklären.

Durch Annahme von Elektronen, welche unsymmetrisch an ihre Ruhelage gebunden sind, suchen Hr. Boguslawski²⁾ und Czukor³⁾ der Erfahrung gerecht zu werden.

Um weiteres empirisches Material zu schaffen, habe ich in Danzig im Frühjahr 1914 auf Anregung von Hrn. Prof. Dr. Krüger eine ursprünglich umfangreicher gedachte Experimentaluntersuchung begonnen. Aus äußeren Gründen mußte dieselbe aber schon bald abgebrochen werden. Ich möchte im folgenden die bisherigen Resultate mitteilen, da eine Fortsetzung meinerseits nicht in Aussicht steht. Inzwischen ist eine Arbeit von Hrn. Jona⁴⁾ über denselben Gegenstand erschienen. Er mißt bei höherer Temperatur im allgemeinen bei anderen Gasen und relativ kleinerem Temperaturunterschied. Sein Resultat für Luft ist dasselbe wie hier, für Kohlensäure etwas verschieden.

Zunächst wurden nur gasförmige Dielektrika untersucht

1) P. Debye, Phys. Zeitschr. 13. p. 97. 1912.

2) S. Boguslawski, Phys. Zeitschr. 15. p. 288. 1914.

3) K. Czukor, Verh. d. D. Phys. Ges. 17. p. 73. 1916.

4) M. Jona, Phys. Zeitschr. 20. p. 14. 1919.

und zwar begann ich mit solchen, welche die Erreichung sehr tiefer Temperaturen zuließen.

Tabelle 1.
Luft, $t = -185,5^\circ$.

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 17,5^\circ$ u. 760 mm
200	0,000502	0,001935		
400	0,001002	0,001915	0,001902 ber. 0,001925	0,00055
600	0,001472	0,001870	aus	
760	0,001887	0,001887	$\varrho_{-185,5} = \varrho_{17,5} \cdot 3,468$	

Tabelle 2.
Wasserstoff, $t = -191^\circ$.

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 16,5^\circ$ u. 760 mm
400	0,000488	0,000932		
600	0,000730	0,000926	0,000928 ber. 0,000900	0,000253
760	0,000928	0,000928	aus $\varrho_{-191} = \varrho_{16,5} \cdot 3,551$	

Tabelle 3.
Methan, $t = -154^\circ$.

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 16^\circ$ u. 760 mm
400	0,00114	0,00217		
600	0,00172	0,00218	0,00216 ber. 0,00218	0,00884
760	0,00212	0,00212	aus $\varrho_{-154} = \varrho_{16,5} \cdot 2,467$	

Tabelle 4.
Kohlensäure, $t = -73^\circ$.

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 18,5^\circ$ u. 760 mm
400	0,000727	0,001387		
600	0,00109	0,00138	0,001892 ber. 0,001386	0,00094
760	0,00141	0,00141	aus $\varrho_{-73} = \varrho_{18,5} \cdot 1,473$	

Tabelle 5.
Kohlenoxyd, $t = -189^\circ$.

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 17^\circ$ u. 760 mm
400	0,001384	0,00263	0,002633	0,000645
600	0,002086	0,00264	ber. 0,002243	
760	0,00263	0,00263	aus $\varrho_{-189} = \varrho_{17,0} \cdot 3,474$	

Die Meßmethode.

Die Messungen wurden mit Hilfe des Mandelstamschen Dynamometers¹⁾ durchgeführt. Diese Methode hatte sich nach den Erfahrungen von Hrn. H. Rohmann²⁾ für den vorliegenden Zweck bereits bewährt.

Die Schwingungskreise I und II (Fig. 1) wirken auf die beiden gekreuzten Spulen des Dynamometers D . Kreis I wurde durch Löschfunkens angeregt und induzierte in sehr loser Kopplung auf Kreis II. Das Drehmoment, welches auf den Kurzschlußring K des Dynamometers ausgeübt wird, erleidet dann beim Durchgang der Frequenz durch die Resonanzstelle einen Vorzeichenwechsel. Die Änderung des Drehmoments mit der Frequenz ist dabei außerordentlich rasch und um so schneller, je schwächer gedämpft die beiden Schwingen sind. Ihr Dekrement wurde daher sehr klein gemacht und betrug ungefähr $b = 0,005$.

Die Messung der Dielektrizitätskonstanten geschah nun in der Weise, daß die beiden Kreise mit Hilfe des Dynamometers genau aufeinander abgestimmt wurden, wenn der Meßkondensator in extrem hohem Vakuum sich befand. Nach Einlassen des Gases und der damit verbundenen Änderung der Kapazität C_1 wurde wieder mit Hilfe des Dynamometers, die Frequenzänderung in genau meßbarer Weise kompensiert, woraus sich die Dielektrizitätskonstante berechnen läßt.

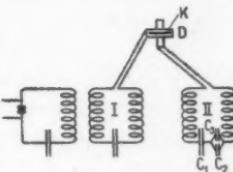


Fig. 1.

1) L. Mandelstam u. N. Papalex, Ann. d. Phys. 33, p. 490. 1910.
2) H. Rohmann, Ann. d. Phys. 34, p. 979. 1911.

Der Meßkondensator c_1 bestand aus einem Satz etwa $4\frac{1}{2}$ cm breiter Messingplatten (Fig. 2). Als Isolatoren dienten Quarzscheiben. Der ganze Kondensator befand sich in einem länglichen Glasgefäß, das in einer großen Dewarflasche bequem Platz fand. Das Zuleitungsrohr für die Gase diente auch zur Zuführung des Thermoelementes, während die Zuleitungsdrähte für den Kondensator ins Glas eingeschmolzen waren. Die Kapazität von c_1 war ca. 500 cm.

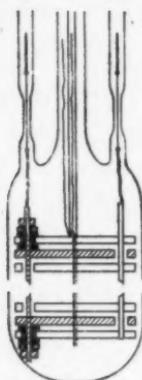


Fig. 2.

Zur Kompensation der Frequenzänderungen wurde folgender Weg eingeschlagen. In Serie mit dem Meßkondensator, aber zueinander parallel waren die Drehkondensatoren c_2 und c_3 (Fig. 1) eingeschaltet. Es war ungefähr $c_2 = 6500$ cm, $c_3 = 300$ cm. Zur Kompensation wurde dann der kleine Kondensator c_3 benutzt. Für Luft von 760 mm Druck bei Zimmertemperatur gegen Vakuum betrug die Verschiebung etwa 30 Skalenteile. Die Einstellung war auf $\pm 0,1$ Skalenteil möglich, d. h. es konnten noch Änderungen von $\epsilon - 1 = 0,000002$ konstatiert werden. Die tatsächlich erreichte Genauigkeit, die ja noch von anderen Umständen abhängt, war allerdings kleiner. Ich schätze sie auf ± 2 Proz.

Hat man die verschiedenen Kapazitäten in demselben Maß geeicht, so ließe sich die Dielektrizitätskonstante daraus berechnen. Man muß allerdings dabei die Selbstinduktionen der Zuleitungen zu c_2 und c_3 berücksichtigen. Auch wenn dieselben sehr klein gewählt, bleibt der Absolutwert der nur aus den Kapazitäten berechneten Dielektrizitätskonstanten noch einige Prozent gegen bekannte Werte verschieden. Ich beschränke mich daher auf relative Messungen, wobei als Vergleichsgas Luft diente und für diese $\epsilon - 1 = 0,00059$ bei 0° und 760 mm gesetzt wurde.

Das Thermoelement, das zur Temperaturmessung diente, war beinahe zur Berührung mit der obersten Kondensatorplatte gebracht und war mittels einer Reihe von Fixpunkten geeicht. Immerhin aber dürfte die Temperaturbestimmung von den einzelnen Fehlerquellen die relativ größte sein.

Die Resultate der Messungen.

Untersucht wurden die Gase Luft, Wasserstoff, Methan, Kohlensäure und Kohlenoxyd. Die Resultate sind in den Tab. 1—5 dargestellt. Darin gibt die dritte Spalte die nach der Formel $\frac{s_1 - 1}{s_2 - 1} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2}$ nach der van der Waalsschen Gleichung auf 760 mm Druck reduzierten Werte der zweiten Spalte wieder. Der berechnete Wert der vierten Spalte wurde nur mit Berücksichtigung der Dichteänderung aus dem Wert bei Zimmertemperatur erhalten. Der letztere, in der fünften Spalte dargestellte Wert ist ein Mittelwert aus bei verschiedenen Drucken gemachten Beobachtungen.

Die Dichte für Luft und Wasserstoff wurde Landolt-Börnstein entnommen, diejenige für die drei anderen Gase nach eigenen Versuchen ermittelt.¹⁾ Bei den vier Gasen Luft, Wasserstoff, Methan und Kohlensäure stimmt der empirische Wert mit dem berechneten innerhalb der Versuchsfehler überein. Für diese Gase ist demnach die Existenz eines Dipols nicht nachgewiesen. Eine größere Abweichung ist nur bei Kohlenoxyd vorhanden.

Benutzt man für das Dipolmoment die Rechnungsweise von Debye, welcher schreibt:

$$(1) \quad \frac{s - 1}{s + 2} \cdot \frac{1}{\varrho} = b + \frac{a}{T},$$

wo b nur von den Verschiebungselektronen herröhrt und a mit dem Dipolmoment m zusammenhängt und zwar so, daß:

$$(2) \quad m = \frac{3}{\sqrt[4]{4\pi}} \cdot \sqrt{\frac{k \cdot a}{N}},$$

wo k die Boltzmannsche Konstante und N die Zahl der Dipole pro ccm ist, so würde unser Resultat unter Berücksichtigung eines Fehlers von 2 Proz. sagen: es ist für

Luft $m < 2,6 \cdot 10^{-20}$

Wasserstoff $m < 4,3 \cdot 10^{-20}$

Kohlensäure $m < 1,32 \cdot 10^{-19}$

Methan $m < 4,8 \cdot 10^{-20}$

Kohlenoxyd $m = 1,28 (\pm 0,07) \cdot 10^{-19}$

1) Es geschah dies im phys.-chem. Laboratorium von Siemens & Halske. Für Überlassung der dazu nötigen Mittel spreche ich Hrn. Prof. Gerdien meinen besten Dank aus.

Für Kohlensäure fand Hr. Jona¹⁾ ein Dipolmoment mindestens von der Größe $m = 1,55 \cdot 10^{-19}$. In diesem Falle hätte ich bei -73° statt $\epsilon - 1 = 0,00139$ den Wert $\epsilon - 1 = 0,001435$ finden müssen. Nach den Erfahrungen bei der Dichtebestimmung kann der Wert für Kohlenoxyd durch Doppelmolekülbildung nicht beeinflußt worden sein. Ob indes Adsorption an den Kondensatorplatten stattfand, wurde nicht mehr untersucht. Man könnte für Kohlenoxyd, wenn man folgende Überlegung, die sich übrigens bei der Dipolbestimmung von Gasen mit sehr großem Moment befriedigend anwenden läßt, macht, erwarten, daß sein Moment = 0 ist.

Nach der Formel (1) kann man die Größe a und damit auch das Dipolmoment finden, ohne die Temperaturabhängigkeit zu untersuchen, wenn man ϵ nur bei einer Temperatur bestimmt, aber die Größe b kennt. Für b setzt man einfach den Wert, der sich aus dem Brechungsexponenten berechnet. Es ist dies wohl richtiger, als wenn man dafür den Wert nimmt, den man rein additiv aus den Dielektrizitätskonstanten der Atome erhält. Dieser additive Wert und derjenige aus dem Brechungsexponenten für unendlich lange Wellen berechnete stimmen in vielen Fällen miteinander überein, allgemein ist jedoch der letztere (im Mittel ca. 8 Proz.) kleiner als der erstere.

Wenn beide gleichgroß sind und außerdem gleich dem empirischen Wert von $\epsilon - 1$, erwartet man, daß Dipole nicht vorhanden sind. Diese Erwartung bei Kohlenoxyd trifft nach dem Ergebnis der Messung nicht zu.

Auch für Kohlensäure und Methan sind die empirischen Werte andere, als man sie nach dem Vorangehenden erwarten würde. Unter Benutzung des bekannten Wertes für den Brechungsexponenten erhält man für

$$\text{Kohlensäure } m = 1,63 \cdot 10^{-19}$$

$$\text{Methan } m = 1,24 \cdot 10^{-19}$$

und für $\epsilon - 1$ bei

$$\begin{array}{ll} \text{Kohlensäure} & 0,00144 \text{ (statt 0,00139) bei } -73^\circ \\ \text{Methan} & 0,00235 \text{ (statt 0,00215) bei } -154^\circ \end{array}$$

1) M. Jona, Phys. Zeitschr. 20. p. 14. 1919.

Allgemeine Bemerkungen zur Dipolhypothese.

Die Formel

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \varrho \left(b + \frac{a}{T} \right)$$

ergibt, wenn die rechte Seite gleich 1 wird, bekanntlich ein unendliches ϵ und bei weiterer Zunahme negative Werte von ϵ . Dieser Zustand ist noch bei keinem Dielektrikum beobachtet worden. Wenn man indes nach der Dipoltheorie m als Konstante betrachtet und von a nach Debye abhängig sein läßt, muß dieser Zustand realisierbar erscheinen. Eine Realisierbarkeit wäre wohl am ehesten bei Gasen mit sehr großem Dipolmoment und hohen Drucken denkbar. Daß Gase noch bei Drucken bis zu 400 Atmosphären bei konstanter Temperatur genau nach der Clausius-Mossottischen Formel gehen, zeigen die Untersuchungen von Occhialini und Bodareu.¹⁾ Bei Methylchlorid würde man schon bei wesentlich niederen Drucken den merkwürdigen Zustand erreichen.

Wenn derselbe nicht realisiert werden kann, müssen Abweichungen von der Clausius-Mossottischen Formel auch in der Form von Debye auftreten. Es ist dies der Fall, sobald a und damit das Dipolmoment keine Konstante mehr ist. Ohne daß am Moment des Einzelmoleküls etwas verändert wird, kommt dies vor, sobald Doppelmolekülbildung oder allgemeiner Komplexbildung auftritt. Ein solcher quasi starrer Komplex kann ein Gesamtmoment haben, das je nach der Orientierung der einzelnen Moleküle in demselben von 0 bis zur Summe der Einzelmomente schwankt. Die Komplexbildung selber ist im allgemeinen von der Temperatur abhängig und damit wäre auch das mittlere Moment des Einzelkomplexes eine Temperaturfunktion.

Diese Überlegungen gewinnen Bedeutung für die Betrachtung von vielen Flüssigkeiten und anderer Dielektrika. Die Umrechnung nach der Formel von Debye mit dem konstanten, bei gasförmigem Zustand gefundenen Dipolmoment würde bei ihnen zu negativem ϵ führen. Durch eine Komplex-

1) Occhialini u. Bodareu, Ann. d. Phys. 42. p. 67. 1913 u. a.

bildung im obigen Sinn würde das Verhalten dieser Flüssigkeiten erklärt werden. Je nach der Temperaturfunktion für die Komplexbildung und damit auch für das mittlere Moment eines Komplexes würden auch solche Dielektrika in den Bereich der Erklärungsmöglichkeit fallen, bei denen der charakteristische Ausdruck mit steigender Temperatur zunimmt.

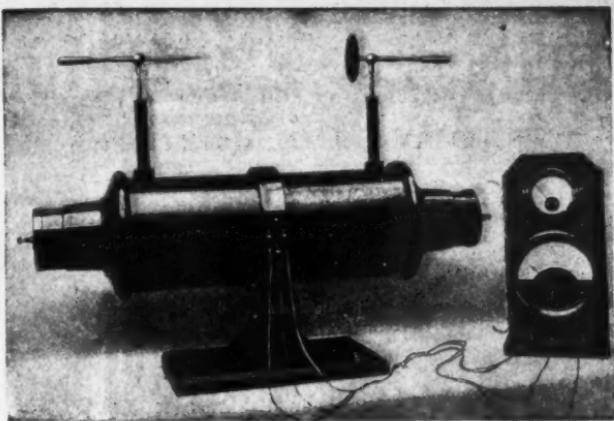
Danzig-Langfuhr, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 9. Mai 1919.)

ig-
ür
ont
en
der
zu-

le.





Induktorium Patent Klingelfuss mit eingebauter Meßspule und eingeschaltetem Sklerometer und Milliampermeter. Beide Instrumente sind spannungslos gegen Erde und können in beliebiger Entfernung vom Induktorium und der Röntgenröhre aufgestellt werden.

FR. KLINGELFUSS & CO., BASEL

DISKUS

Name ges. gesch. D. R. G. M. Nr. 450 088.

Belichtungs-Zeitmesser mit Neuerung:

Angabe der erforderlichen Blitzpulvermenge
bei Blitzlicht-Aufnahmen

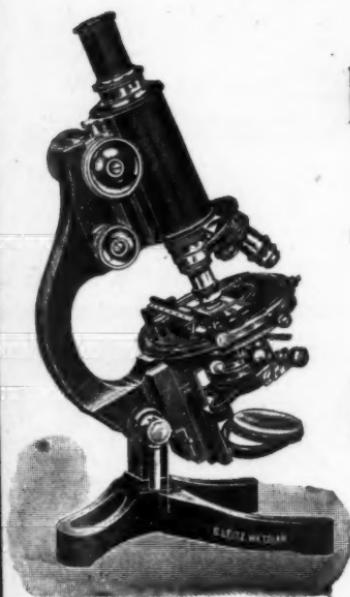
Preis 1 Mark

**Dr. C. Schleussner Aktiengesellschaft
Frankfurt a. M. 128**

Ernst Leitz, Wetzlar

Optische Werke

Zweiggeschäft:
Berlin NW, Luisenstraße 45



Mikroskope

für alle Arten von
Untersuchungen für
mon- und binokularen
Gebrauch

Projektions- apparate

Bogenlampen für physikalische Ver-
suche, für Stark- und
Schwachstrom, mit rechtwinkliger Kohlenstellung.

Ultrakondensoren

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Die Entwicklung der deutschen chemischen Industrie

Acht Vorträge, gehalten auf dem dritten Hochschulkurs zu Bukarest im Frühjahr 1918

von

Richard Lorenz

Dr. phil., ord. Professor an der Universität Frankfurt a. M.
Direktor des Institutes für physikal. Chemie und Metallurgie

VIII, 207 Seiten. 1919. Kart. M. 8.60

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: Zweck der Vorträge war nicht so sehr Kenntnisse zu vermitteln als Erkenntnis zu verbreiten, unser Gemüt zu erfreuen, unser Selbstvertrauen und unsere Zuversicht zu stärken. Und deren werden wir zur sittlichen Erneuerung unseres Volkes dringend bedürfen. Daß dann auch unser Land, Gewerbe und Handel zu neuer Blüte gedeihen können, ist zu erhoffen. Wie Bodenschätze und Kraftvorräte uns auf chemischem Gebiete mehr und mehr unabhängig vom Ausland gemacht haben, zeigen die vorliegenden Vorträge, die die Entstehung der chemischen Werktätigkeit, Eisen, die anorganische Großindustrie, Kohle, Farbstoffe, Riechstoffe, Heilstoffe, Nahrungsstoffe, Tonsilber (Aluminium) und die Kriegschemie behandeln.

Max Kohl A.G. Chemnitz

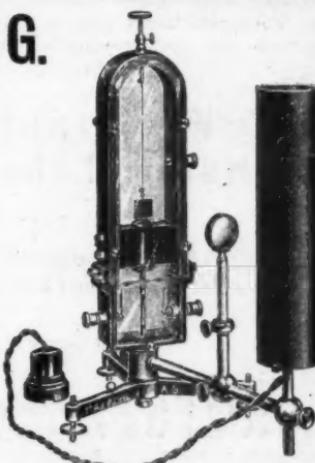
Physikalische Apparate

Technische Modelle

**Hörsaal- und
Laboratorien-Möbel**

Funken-Induktoren

Projektions - Apparate



Nr. 61392. Vorlesungs-Drehspul-
Spiegel-Galvanometer M. 165.—

7/1.]

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

**Vorträge
über
die neuere Entwicklung der Physik
und ihre Anwendungen**

Gehalten im Baltenland im Frühjahr 1918
auf Veranlassung des Oberkommandos der achten Armee

von

Prof. Dr. W. Wien

Gehrmem Hofrat in Würzburg

IV, 116 Seiten. 1919. Kart. M. 6.—

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: Die drei Vorträge:
Neuere Errungenschaften der Physik — Physik und Erkenntnistheorie —
Physik und Technik bringen die neuere überaus schnelle Entwicklung
der Physik selbst, wie ihre Einwirkung auf Philosophie und Technik,
zu allgemeinverständlicher Darstellung. Sie sollen helfen, die Teilnahme
an den großen Aufgaben der physikalischen Wissenschaften zu vermehren,
besonders auch in der Einsicht, daß die Zukunft unseres Volkes nicht
zum wenigstens davon abhängt, inwieweit es gelingt, die Führung auf
geistigem und besonders auf wissenschaftlichem Gebiete zu behalten.

**Der Kreislauf der Energien
in Natur, Leben und Technik**

von

Dr. Julius Obermiller

Privatdozent der Chemie an der Universität Basel
z. Z. in Brüssel

VI, 68 Seiten. 1919. Kart. M. 3.60

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: In einer größeren
Reihe von Einzelabhandlungen werden, ohne Anforderungen an Vor-
kenntnisse zu stellen, die Beziehungen vor Augen geführt, welche zwischen
der großen Energiequelle, der Sonne, und unserem eigenen Leben und
Wirken bestehen.

Hierzu kommen die jetzt eingeführten Teuerungszuschläge.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar O

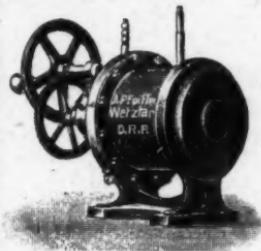
Werkstätten für Präzisionsmechanik und Optik, gegr. 1890.

Spezialfabrik von Luftpumpen zu Demonstrationen
und für wissenschaftliche Zwecke.

Rotierende Quecksilber-Hochvakuum-Pumpen

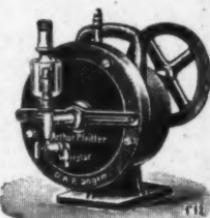
System Pfeiffer, D. R. P.

System Gaede, D. R. P.
angemeldet



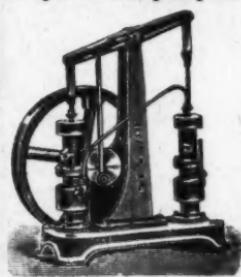
Hochvakuum-
Apparate
zur
Demonstration
und zu
wissenschaftlichen
Untersuchungen.

Nen-
krautkonstruktionen
nach Angabe.

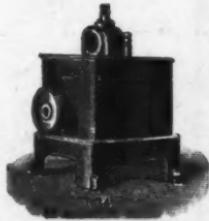


Vakuummeter n. Reiff, mit direkter Ablesung, D. R. P. angemeldet.

Geryk-Öl-Luftpumpen, D. R. P. Rotierende Öl-Luftpumpen, D. R. P.



Alle Arten von
Luftpumpen:
Trockene rotierende
Luftpumpen,
Trockene Schieber-
luftpumpen,
Quecksilberluftpumpen
aller Systeme,
Kompressionsluftpumpen.



Eigene Spezial-Fabrikation von Funkeninduktoren von 4-1000 "-.
Funkenlängen

Eingetragen:



Fabrik-Märke



Induktoren
mit Demo-
strations-
schaltung.

Alle
Nebenapparate.

Listen auf Verlangen!

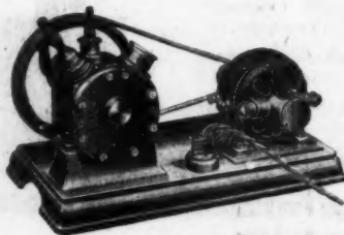
E. Leybold's Nachfolger

Zweigniederlassung:
Berlin NW 7,
Dorotheenstraße 53

Cöln u. Rh.

Telegrammadresse:
Scientia Cöln
Scientia Berlin

Alleinige
Lizenzträger der
Gaede-Patente



Gaede-Quecksilberpumpe
Gaede-Kapselpumpe
Gaede-Molekularpumpe
Gaede-Kolbenpumpe
Gaede-Diffusionspumpe

Bisher über
8000 Gaedepumpen
geliefert

Alleinige Inseratenannahme durch: Gelsdorf & Co., Eberswalde.

Metzger & Wittig, Leipzig.

